

# Mikromechanisch abstimmbare, vertikal emittierende Laserdioden

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

## Dissertation

von  
Dipl.-Ing.

**Frank Riemenschneider**

geboren am 12. April 1974  
in Rotenburg an der Fulda

Referent: Prof. Dr.-Ing. P. Meißner  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. H. F. Schlaak

Tag der Einreichung: 24. August 2007  
Tag der mündlichen Prüfung: 14. Februar 2008

D17  
Darmstädter Dissertation

Darmstadt 2008



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Darmstadt in den Jahren 1999 bis 2004.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner, meinem Doktorvater, unter dessen wissenschaftlicher Leitung diese Arbeit durchgeführt wurde. Die überaus engagierte Betreuung, zahlreiche Anregungen und wertvolle Diskussionen bilden die Basis für den Erfolg dieser Arbeit. Für die Übernahme des Korreferats bedanke ich mich bei Prof. Dr.-Ing. H. F. Schlaak.

Für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre am Institut für Hochfrequenztechnik und insbesondere am Fachgebiet für optische Nachrichtentechnik möchte ich mich bei allen Kollegen herzlich bedanken.

Besonderen Dank gilt meinem Kollegen Herrn Dr.-Ing. Hubert Halbritter für seine vielfältige Unterstützung dieser Arbeit. Seine kompetenten Ratschläge waren mir stets eine große Hilfe.

Bei Herrn Dr. Markus Maute vom Walter-Schottky-Institut der TU München möchte ich mich für eine äußerst fruchtbare und angenehme Zusammenarbeit auf dem Gebiet der elektrisch gepumpten VCSEL bedanken. Der Erfolg dieser Arbeit ist zu einem erheblichen Anteil auf das ausgezeichnete aktive Material des Walter-Schottky-Instituts zurückzuführen

Frau Dr. Isabelle Sagnes und Herrn Dr. Martin Strassner des Laboratoire Photonique et Nanotechnique (LPN), Frankreich danke ich für die Herstellung des aktiven Materials der optisch gepumpten VCSEL und Herrn Dr. Amer Tarraf der Uni Kassel für die Abscheidung dielektrischer Spiegel.

Den Herren Peter Kieslich und Andreas Semrad bin ich wegen ihre tatkräftigen und unkomplizierten Hilfe, die ich während meiner Tätigkeit am HF-Institut unzählige Male in Anspruch nehmen durfte zu großem Dank verpflichtet.

Des weiteren möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Feinmechanik-Werkstatt unter der Leitung von Herrn Heil für eine Vielzahl von gelungenen Versuchsaufbauten bedanken.

Gerade zu Beginn meiner Tätigkeit am Institut für Hochfrequenztechnik wurde ich unterstützt von den Herren Dr.-Ing. Joachim Pfeiffer und Dr.-Ing. Michael Aziz, indem sie mir eine Fülle ihrer praktischen Erfahrungen mit auf den Weg gaben. Dies weiß ich sehr zu schätzen und ich möchte mich an dieser Stelle dafür bedanken.

Für die finanzielle Förderung von zwei Projekten zur Entwicklung abstimmbarer VCSEL danke ich der Europäischen Union sowie dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF). Dies ermöglichte die Anschaffung von Messgeräten, die für die Forschungsarbeit von essentieller Bedeutung waren.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern für ihre in jeder Hinsicht großzügige Unterstützung und meinem älteren Bruder Dr.-Ing. Rolf Riemenschneider für die wegweisenden Ratschläge während meines Studiums.

Schließlich möchte ich mich herzlichst bei meiner Frau Claudia bedanken, die mir stets liebevoll zur Seite steht und mich bei dieser Arbeit maßgeblich unterstützte.

Euskirchen, im Januar 2009

Frank Riemenschneider

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Entwicklung von mikromechanisch abstimmbaren, oberflächenemittierenden Laserdioden (VCSEL) für den Emissionswellenlängenbereich um  $1,5\ \mu\text{m}$ . Langwellige Laser, deren Wellenlänge sich in weiten Bereichen abstimmen lassen, ermöglichen eine Vielzahl von neuen Anwendungen in zukünftigen optischen Datenübertragungssystemen oder auch auf dem Gebiet der optischen Sensorik und Messtechnik.

In dieser Arbeit wird ein neuartiger Ansatz für die Integration von Mikrosystemtechnik in einer vertikal emittierenden Laserdiode vorgestellt. Die Abstimmung der Laserwellenlänge erfolgt durch mikromechanische Auslenkung einer Spiegelmembran, die zusammen mit einem unbeweglichen zweiten Spiegel den optischen Mikroresonator des Lasers bildet. Der abstimmbare VCSEL beruht auf einem sogenannten Zwei-Chip-Konzept. Dieses für VCSEL Bauelemente neuartige Konzept sieht die separate Herstellung der Spiegelmembran auf einem eigenen Trägersubstrat und deren spätere Zusammenführung mit dem restlichen Bauelement vor. Die Trennung der Mikromechanik-Technologie von dem Herstellungsprozess der Laserdiode ermöglicht eine kompromisslose Optimierung der mikromechanischen Strukturen und der Laserkomponenten hinsichtlich eines großen Abstimmbereichs und einer hohen optischen Ausgangsleistung.

Die wichtigsten theoretischen Grundlagen für das Verständnis und das Design von Laserresonatoren werden eingangs zusammengefasst. Nachfolgend werden Modelle zur numerischen Simulation der optischen, elektrischen und thermischen Eigenschaften eines solchen Zwei-Chip-Bauelements vorgestellt. Die Simulationen erlauben einen tieferen Einblick in die komplexen physikalischen Zusammenhänge innerhalb des Laserresonators und führen damit zu einem besseren Verständnis des Bauelements. Die Modellierung trägt damit wesentlich zur Optimierung der Bauelementeigenschaften bei.

Ein weiterer Fokus dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung der Technologie zur Herstellung der Mikromechanik. Es werden alternative Spiegelmembrankonzepte für den Einsatz im VCSEL in Bezug auf Herstellung und Auslenkung der Membranen untersucht und bewertet. Die Spiegelmembrantechnologie wurde parallel auf dem halbleitenden Materialsysteme  $GaAs/AlGaAs$  sowie auf dem dielektrischen Materialsystem  $Si_3N_4/SiO_2$  entwickelt. Diverse Möglichkeiten zur Charakterisierung der Spiegelmembraneigenschaften, die eine Charakterisierung bereits vor der Laserintegration erlauben, werden vorgestellt.

Das neu entwickelte Konzept eines abstimmbaren VCSELs findet sowohl in optisch gepumpten Laserbauelementen als auch in elektrisch gepumpten VCSEL Anwendung. Schwerpunktmäßig werden hier die Integration der Mikromechanik sowie die anschließende optische und mechanische Charakterisierung des fertigen Bauelements behandelt. Die Realisierbarkeit des neuartigen Konzepts wird durch die Herstellung von Prototypen, die bis hin zu dem Einbau des Bauelements in einem handelsüblichen Gehäuse vorangetrieben wurde, demonstriert.

Als herausragenden Erfolg dieser Arbeit ist insbesondere der Rekord-Abstimmbereich eines elektrisch gepumpten VCSELs von  $42\ \mu m$  im Langwellenbereich bei Raumtemperatur zu erwähnen, der weit über bislang veröffentlichten Werten lag.

# Abstract

This work in hand is about the development of a micro-mechanically tunable, vertical cavity surface emitting laser diode (VCSEL) for an emission wavelength of around  $1.5\ \mu m$ . Long wavelength lasers whose wavelength can be tuned over wide ranges will enable a multitude of new applications in future optical data communication network systems as well as in the area of optical sensor and measuring technology.

In this work a novel approach for the integration of microsystems technology in a vertical emitting laser diode is presented. The tuning of the laser wavelength results from a micromechanical deflection of a mirror membrane which forms the optical micro-resonator of a laser together with a immobile second mirror. The tunable VCSEL is based on a so-called Two-Chip concept. The new concept for VCSEL components consists of a separated fabrication of the mirror membrane on a separate substrate and of the subsequent assembly with the rest of the component. The separation of the micromechanical technology from the fabrication process of the laser diode allows an uncompromising optimization of the micromechanical structures and the laser components to achieve a wide tuning range and a high output power.

The most important theoretical fundamentals for the understanding and the design of laser resonators are summarized at the beginning. Afterwards models for the numerical simulation of the optical, electrical, and thermal properties of a two-chip device are presented. The models give a deep insight into the complexity of a laser resonator and lead to a better understanding of the device. Thus, modeling supports considerably the optimization of the VCSEL properties.

Furthermore, this work focuses on the development of the technology to fabricate the micromechanical structures. Alternative concepts of the mirror membrane for the application in a VCSEL with regard to fabrication and deflection of the membrane are investigated and evaluated. The mirror membrane technology has been

developed on the semiconductive material system  $GaAs/AlGaAs$  as well as on the dielectric material system  $Si_3N_4/SiO_2$ . Various possibilities for the characterization of the mirror membrane properties that allow a characterization already before the laser integration are presented.

The newly-developed concept of a tunable VCSEL is applied to optically pumped laser devices as well as to electrically pumped VCSELs. This work primarily deals with the integration of the micromechanics and the subsequent optical and mechanical characterization of the final device. The feasibility of the novel concept is demonstrated by the fabrication of prototypes which were completed partly up to the point of mounting the device in a commercially available housing.

The achieved record tuning range with an electrically pumped VCSELs of  $42\ \mu m$  in the long-wavelength range at room temperature is an outstanding success of this work and exceeds substantially the values that are published to date.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Abstimmbare Laserdioden . . . . .	2
1.2	Vertikal emittierende Laserdioden (VCSEL) . . . . .	4
1.3	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Bragg-Reflektoren . . . . .	10
2.2	Passive optische Resonatoren . . . . .	17
2.2.1	Plan-parallele Resonatoren . . . . .	17
2.2.2	Plan-konkave Resonatoren . . . . .	21
2.2.2.1	Der Grundmode (Gaußstrahl) . . . . .	23
2.2.2.2	Moden höherer Ordnung . . . . .	25
2.3	Aktive optische Resonatoren . . . . .	26
2.3.1	Plan-parallele Resonatoren mit homogenem Medium . . . . .	27
2.3.1.1	Umlaufbedingung . . . . .	27
2.3.1.2	Der Schwellverstärkungskoeffizient $g_{th}$ . . . . .	29
2.3.1.3	Der longitudinale Füllfaktor $\Gamma_z$ . . . . .	31
2.3.1.4	Ladungsträgerbilanz . . . . .	34
2.3.1.5	Schwellstromdichte $J_{th}$ . . . . .	37
2.3.1.6	Differentieller Quantenwirkungsgrad $\eta_d$ . . . . .	37
2.3.1.7	Optimale Reflektivität der Resonatorspiegel . . . . .	39
2.3.2	Plan-parallele Luftspalt-Resonatoren . . . . .	41
2.3.2.1	Reflektivität von Spiegel plus Luftspalt . . . . .	41
2.3.2.2	Feldverteilung im Luftspalt-Resonator . . . . .	42
2.3.2.3	Schwelle und Resonanz eines Luftspalt-Resonators . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Modellierung plan-konkaver aktiver Resonatoren</b>	<b>48</b>
3.1	VCSEL-Unterm Modelle . . . . .	49

3.1.1	Optisches Modell . . . . .	50
3.1.2	Ladungsträgerbilanz-Modell . . . . .	52
3.2	Berechnung der stationären Ausgangsleistung . . . . .	54
3.3	Berechnung der Schwellstromstärke . . . . .	57
3.4	Einige Simulationsergebnisse . . . . .	58
3.4.1	Optimale Anregung des Grundmodes . . . . .	58
3.4.2	Wirkung einer Stufe im Resonatorspiegel des VCSELs . . . . .	60
<b>4</b>	<b>Mikromechanische, auslenkbare Bragg-Spiegelmembranen</b>	<b>63</b>
4.1	Zwei-Chip-Konzept des abstimmbaren Resonators . . . . .	64
4.2	Technologische Herstellung des Bragg-Spiegels . . . . .	68
4.2.1	$GaAs/AlGaAs$ -Bragg-Spiegel . . . . .	68
4.2.1.1	Einbau einer Schichtverspannung in $GaAs/AlGaAs$ . . . . .	70
4.2.2	$Si_3N_4/SiO_2$ -Bragg-Spiegel . . . . .	71
4.2.2.1	Einbau einer Schichtverspannung in $Si_3N_4/SiO_2$ . . . . .	72
4.3	Technologische Herstellung des Membranchip . . . . .	72
4.3.1	$GaAs/AlGaAs$ - Spiegelmembranen . . . . .	77
4.3.2	$Si_3N_4/SiO_2$ - Spiegelmembranen . . . . .	78
4.4	Integration der Aktorik . . . . .	80
4.4.1	Elektrothermische Auslenkung . . . . .	81
4.4.2	Elektrostatistische Auslenkung . . . . .	82
4.4.3	$GaAs/AlGaAs$ - Spiegelmembranen . . . . .	84
4.4.4	$Si_3N_4/SiO_2$ - Spiegelmembranen . . . . .	87
4.4.4.1	Metallisierung auf der Vorderseite . . . . .	89
4.4.4.2	Metallisierung auf der Rückseite . . . . .	90
4.4.5	Hybride Spiegelmembranen . . . . .	92
4.5	Oberflächenprofil-Messungen . . . . .	94
4.5.1	Eingebaute Schichtverspannung . . . . .	94
4.5.2	Verspannung durch eine Metallisierung . . . . .	96
4.5.3	Charakterisierung des Spiegelmembranchips . . . . .	98
4.5.4	Charakterisierung der Aktorik . . . . .	100
4.6	Charakterisierung im Fabry-Pérot-Filter . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Optisch gepumpte abstimmbare VCSEL</b>	<b>107</b>
5.1	Zwei-Chip-Konzept des abstimmbaren VCSELs . . . . .	108
5.1.1	Aufbau des aktiven Chips . . . . .	110

5.1.1.1	Modellierung der thermischen Leitfähigkeit . . . . .	112
5.1.2	Prototyp eines optisch gepumpten VCSELs . . . . .	115
5.2	Charakterisierung des VCSELs . . . . .	117
5.2.1	Optische Ausgangsleistung . . . . .	117
5.2.2	Wellenlängenabstimmung . . . . .	120
5.2.3	Polarisation . . . . .	121
5.2.4	Dynamische Eigenschaften . . . . .	122
5.3	Packaging . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Elektrisch gepumpte abstimmbare VCSEL</b>	<b>126</b>
6.1	Zwei-Chip-Konzept des abstimmbaren VCSELs . . . . .	127
6.1.1	Aufbau des aktiven Chips . . . . .	128
6.1.2	Prototyp eines elektrisch gepumpten abstimmbaren VCSELs .	131
6.2	Charakterisierung des VCSELs . . . . .	134
6.2.1	Optische Charakterisierung . . . . .	134
6.2.1.1	PI-Kennlinie . . . . .	134
6.2.1.2	Spektrum . . . . .	135
6.2.1.3	Abstimmcharakteristik . . . . .	136
6.2.1.4	Fernfeld . . . . .	137
6.2.2	Dynamische Charakterisierung der Membran . . . . .	138
6.2.2.1	Sprungantwort . . . . .	138
6.2.2.2	Frequenzgang . . . . .	139
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>141</b>
 <b><u>ANHANG</u></b>		<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Transfermatrix-Methode</b>	<b>145</b>
<b>B</b>	<b>Numerisches Verfahren zur Lösung der Poissongleichung</b>	<b>149</b>
<b>C</b>	<b>Beam Propagation Method (BPM)</b>	<b>155</b>
C.1	Mathematische Herleitung der BPM [19, 20, 21, 23] . . . . .	155
C.2	Numerisches Verfahren zur Lösung der BPM . . . . .	157
C.2.1	Diskretisierung in radialer Richtung . . . . .	158
C.2.2	Diskretisierung in Ausbreitungsrichtung . . . . .	161

D Numerisches Verfahren zur Lösung der Diffusionsgleichung	163
E Alternative Aufbautechnik	167
Abkürzungen und Formelzeichen	170
Literaturverzeichnis	174
Eigene Publikationen	182

# Kapitel 1

## Einleitung

Die optische Nachrichtentechnik erfährt seit einigen Jahren eine rasante Entwicklung, die von einer stetig steigenden Nachfrage nach kostengünstiger Übertragungskapazität gekennzeichnet ist. Höhere Übertragungsraten ermöglichen die Bereitstellung neuartiger Telekommunikationsdienste für jedermann und tragen so zur Erschließung neuer Märkte bei. Es wird erwartet, dass die Bedeutung von Informationstechnologie und Telekommunikation weiter an gesellschaftspolitischer und wirtschaftlicher Relevanz gewinnen wird. Während die klassische Telefonie weiter in den Hintergrund tritt, wird die Telekommunikation durch das Internet dominiert und man spricht von einem Trend zur „Internetisierung“ der Telekommunikation. Viele, bis vor einigen Jahren noch für unmöglich gehaltene multimediale Anwendungen (z.B. Internet- und Videotelefonie (VoIP<sup>1</sup>), Triple Play-Angebote (Internet, Telefon und Fernsehen), Video-on-Demand, Internet-HDTV) werden in naher Zukunft einer Vielzahl von Kunden mit Breitbandanschluss zur Verfügung stehen [2]. Optische glasfasergebundene Übertragungssysteme sind für Applikationen, die einen derart gewaltigen Datentransfer erfordern, geradezu prädestiniert aufgrund der folgenden technischen Errungenschaften:

- Monochromatisches Licht kann dank der geringen Absorption einer optischen Glasfaser ohne zusätzliche Verstärkung über viele Kilometer einer Übertragungsstrecke transportiert werden.
- Es können viele Datenkanäle unterschiedlicher Wellenlänge gleichzeitig durch eine optische Glasfaser geleitet und an dem Ende der Übertragungsstrecke wieder voneinander getrennt werden, so dass sich eine Kapazitätsvervielfachung ergibt (Wellenlängen-Multiplex-Verfahren, WDM).

---

<sup>1</sup>engl. Voice over IP.

- Es stehen kostengünstige optische Faserverstärker (EDFA) für die Regeneration des gedämpften optischen Signals zur Verfügung, so dass sich eine Vervielfachung der maximal möglichen Übertragungslänge ergibt.
- Jeder der Datenkanäle kann mit hoher Frequenz digital moduliert und am Ende der Übertragungsstrecke demoduliert werden, so dass eine hohe Datenrate erzielt werden kann.

Experten sagen voraus, dass bereits im Jahre 2020 durchgängige hochbitratige Glasfaseranschlüsse den üblichen Breitbandzugang der privaten Haushalte (FTTH<sup>2</sup>) darstellen werden [1].

## 1.1 Abstimmbare Laserdioden

Abstimmbare Laserdioden bieten die Möglichkeit, die Wellenlänge des emittierten Laserlichts zu verändern. Dies erlaubt die Realisierung vieler technischer Anwendungen aus den verschiedensten Disziplinen. Besonders die optische Nachrichtentechnik mit dem Bestreben, die Übertragungskapazität der fasergebundenen Netze stetig zu steigern, trieb die Entwicklung abstimmbarer Laser am Ende des 20. Jahrhunderts voran. Als Beispiel für die damals prognostizierten Marktentwicklung solcher Bauelemente sei folgendes Zitat aus dem Jahr 2001 erwähnt: „The potential market for tunable lasers for optical networks [...] may grow from a few million dollars in 2000 to perhaps a billion dollars by 2004“ [3]. Auch wenn sich diese Prognose mit dem Platzen der Spekulationsblase bei Technologieaktien an den Börsen und im Zuge der wirtschaftlichen Rezession am Anfang des 21. Jahrhunderts als übertrieben herausgestellt hat, so haben abstimmbare Laser dennoch das Potential, zukünftige optische Netze zu revolutionieren. Man spricht in diesem Zusammenhang von intelligenten, rein optischen Netzen mit rekonfigurierbarer Systemarchitektur, die es erlaubt, dynamisch Übertragungskanäle verschiedener Wellenlänge hinzu- bzw. abzuschalten [4, 5]. Solche flexiblen Netze ermöglichen z.B. das dynamische Bereitstellen von Übertragungskanälen und sogenanntes „wavelength routing“, bei dem die Wellenlänge das Übertragungsziel der Datenpakete bestimmt. Diese neuen technischen Möglichkeiten tragen aufgrund der erhöhten Flexibilität dazu bei, Kosten der Netzbetreiber zu reduzieren. Abstimmbare Laser sind Schlüsselkomponenten für solche „all-optical networks“, die ohne aufwändige opto-elektronische Signalumwandlungen innerhalb der Netze auskommen. Aber nicht nur in zukünftigen Übertra-

---

<sup>2</sup>engl. Fiber to the Home.

gungssystemen können abstimmbare Laser eingesetzt werden, sondern bereits heute können mit ihrer Hilfe die Kosten für die Instandhaltung erheblich reduziert werden. Der Ausfall eines nicht-abstimmbaren Lasers führt zu äußerst hohen Kosten für den Netzbetreiber und muss daher umgehend behoben werden. Deshalb muss in der Nähe von Sende- und Empfangsanlagen für jeden einzelnen Laser einer bestimmten Kanalwellenlänge ein Ersatz-Laser bevorratet werden, der bei Ausfall die defekte Kanalquelle ersetzen und die Datenübertragung wieder ermöglichen kann. Durch Verwendung eines abstimmbaren Lasers als Ersatz-Laser können je nach Abstimmbereich die Anzahl der zu lagernden Bauteile wesentlich reduziert und damit die Bereithaltungskosten gesenkt werden<sup>3</sup>. Die Anforderungen, die an solche Laser gestellt werden, konzentrieren sich hauptsächlich auf die Ausgangsleistung, den Abstimmbereich, die Wellenlängenstabilität sowie die Zuverlässigkeit des Bauteils.

Andere Anwendungsmöglichkeiten für abstimmbare Laser ergeben sich im Bereich der Sensorik, der Messtechnik [6] und der Molekularspektroskopie. Für die Detektion von Spurgasen eignen sich z.B. die Absorptionslinien von Kohlenmonoxid bei  $1,580\text{ }\mu\text{m}$ , von Kohlendioxid bei  $1,603\text{ }\mu\text{m}$  oder auch Methan bei  $1,651\text{ }\mu\text{m}$  Wellenlänge [7]. So können mit Hilfe eines abstimmbaren Lasers diverse Gase anhand ihrer charakteristischen Absorptionslinien detektiert werden. Desweiteren können zusammen mit sogenannten Faser-Bragg-Gittern<sup>4</sup> (FBG) verteilte Fasersensoren für diverse physikalische Größen, wie z.B. Druck, Temperatur, Stress, Durchfluss, etc. hergestellt werden. Ein abstimmbarer Laser dient innerhalb dieser Anwendung dazu, verschiedene FBGs, die über die Faserlänge verteilt sind, separat mit Hilfe einer individuellen Wellenlänge auszuwerten (WDM-Technik). Je größer der Abstimmbereich eines Lasers, umso mehr FBGs lassen sich entlang einer optischen Faser integrieren. Die Einsatzgebiete solcher Sensoren sind sehr vielfältig und reichen von kontinuierlichen Stressmessungen innerhalb von Flugzeugtragflächen bis hin zur Temperaturkontrolle im Bohrloch während der Erdölförderung. Zu den wichtigen Anforderungen an die Laser für den Einsatz in Sensor-Applikationen zählen neben einem großen Abstimmbereich besonders auch die stetige Durchstimmbarkeit ohne Moden- bzw.

---

<sup>3</sup>Unter der Annahme, dass ein abstimmbarer Laser in der Lage ist, jede beliebige Wellenlänge von 32 verschiedenen Kanälen zu ersetzen (bei einem Kanalabstand von  $50\text{ GHz}$  ist dazu lediglich ein Abstimmbereich von ca.  $13\text{ nm}$  nötig) können etwa 90 % der Bereithaltungskosten von Ersatz-Lasern eingespart werden.

<sup>4</sup>engl. Fiber-Bragg-Grating (FBG). In den Mantel einer Faser wird mit Hilfe eines Lasers ein Gitter eingeschrieben (ca.  $1\text{ cm}$  lang), das sich wie ein optisches Filter verhält. Äußere Einflüsse verändern die Periode des Gitters und damit die Filtercharakteristik, so dass ein FBG als Sensor verwendet werden kann.

Frequenzsprünge sowie eine sehr geringe Laserlinienbreite.

## 1.2 Vertikal emittierende Laserdioden (VCSEL)

Die vom Prinzip her einfachste Realisierung eines abstimmbaren Lasers stellt die oberflächenemittierende Laserdiode mit vertikalem Resonator, kurz VCSEL<sup>5</sup>, dar.

VCSEL wurden erstmals von der Gruppe um K. Iga im Jahr 1979 vorgestellt [8]. Sie strahlen das ausgesendete Licht nicht parallel zur Wafer-Oberfläche, wie herkömmliche Kantenemitter<sup>6</sup>, sondern orthogonal dazu (siehe Abbildung 1.1). In der Vergangenheit wurden zahlreiche Methoden für eine abstimmbare Emissionswellenlänge von Kantenemittern entwickelt [9]. Für VCSEL gelten andere Designkriterien als für die Entwicklung eines Kantenemitters. So ist z.B. die longitudinale Seitenmodenunterdrückung wichtig für einen kantenemittierenden Lasers. Für einen VCSEL jedoch spielt dies keine Rolle, da aufgrund des kurzen Resonators in der Regel nur ein einzelner longitudinaler Mode innerhalb der Verstärkungsbandbreite liegt und anschwingen kann. Um eine maximale elektro-optische Konversion zu erzielen, muss bei einem Kantenemitter der transversale Füllfaktor optimiert werden (d.h. die Überlappung in transversaler Richtung des optischen Feldes mit der Verstärkungszone), während bei einem VCSEL das Augenmerk auf der Optimierung des longitudinalen Füllfaktors (d.h. die Überlappung in axialer Richtung des optischen Feldes mit der Verstärkungszone) liegt.

Der durch die Kürze des Resonators große freie Spektralbereich ermöglicht einen weiten einmodigen Abstimmbereich. Aufgrund der inhärenten longitudinalen Einmodigkeit eines VCSELs eignet sich diese Laserstruktur besonders für die Entwicklung eines stetig abstimmbaren Lasers. Longitudinale Modensprünge, sogenanntes „mode-hopping“ wie sie bei anderen Fabry-Pérot-Lasern auftreten können, sind bei einem VCSEL prinzipiell ausgeschlossen. Die stetige Durchstimmung der Wellenlänge kann durch einen mikromechanisch auslenkbaren Spiegel erfolgen, mit dem eine Änderung der Resonatorlänge und damit eine Änderung der Resonanzwellenlänge eines einzelnen Modes hervorgerufen werden kann. Dieser Zusammenhang ermöglicht eine sehr einfache Regelung der Wellenlänge des VCSEL für den späteren Einsatz des Bauteils in der jeweiligen Applikation.

---

<sup>5</sup>engl. Vertical Cavity Surface Emitting Laser.

<sup>6</sup>Der Kantenemitter ist die bislang übliche Bauform eines Halbleiterlaser mit Laserlichtaustritt in der Ebene des Substrats. Wesentliche Unterschiede zum VCSEL sind die längere verstärkende aktive Zone und die geringere Spiegelreflektivität.



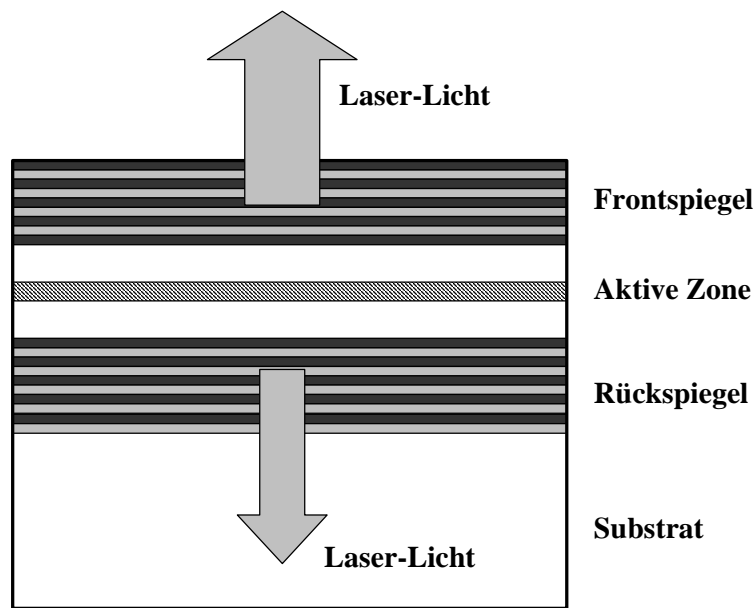


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau einer oberflächenemittierenden Laserdiode mit Vertikalresonator (VCSEL).

Die im Vergleich zur Wellenlänge des emittierten Laserlichts dünne aktive Zone besteht in der Regel aus Quantenfilmen. Aufgrund des geringen longitudinalen Füllfaktors sind Resonatorspiegel mit hoher Reflektivität notwendig ( $> 98\%$ ). Daher und wegen des vertikalen Aufbaus bieten sich hier besonders sog. Bragg-Reflektoren an, die aus mehreren Schichten mit abwechselnd hohem und niedrigem Brechungsindex bestehen. Eine hohe Güte der Resonatoren führt dazu, dass VCSEL gegenüber Kantenemittern sehr niedrige Schwellströme aufweisen, die weit unter  $1\text{ mA}$  liegen können [10]. Durch die symmetrische Geometrie des VCSELs lässt sich ein zirkulares Fernfeld des austretenden Laserlichts erzeugen, dass die verlustarme Einkopplung in eine Glasfaser begünstigt. Kantenemitter weisen im Gegensatz dazu ein elliptisches Fernfeld auf, so dass die Einkopplung in optische Fasern erschwert ist. Ein weiterer Vorteil des VCSELs gegenüber eines Kantenemitters ist die Möglichkeit, die messtechnische Charakterisierung des Bauelements direkt nach Fertigstellung des Wafers und noch vor dem Separieren der einzelnen Laser durchführen zu können. Dadurch können frühzeitig defekte oder außerhalb der Toleranz liegende Bauelemente aussortiert und von weiteren Arbeitsschritten ausgeschlossen werden.

Für die Wellenlängenänderung eines VCSELs bietet sich der Einsatz mikro-mechanischer Systeme an. Wird der unbewegliche Frontspiegel des VCSELs aus Abbildung 1.1 durch eine ansteuerbare bewegliche Spiegelmembran ersetzt, so kann die Resonatorlänge verändert und damit die Wellenlänge des Lasers durchgestimmt wer-

den. Die Verwendung mikromechanischer Systeme für die Wellenlängenabstimmung optischer Bauelemente (sog. Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems, MOEMS) wird bereits seit einigen Jahren entwickelt und eingesetzt, z.B. für die Realisierung wellenlängenselektiver Fabry-Pérot Filter oder auch für abstimmbare VCSEL. Bei der Herstellung dieser MOEMS Komponenten unterscheidet man prinzipiell zwischen Oberflächen- und Volumenmikromechanik. Die Oberflächenmikromechanik von monolithisch gefertigten Bauelementen bietet vor allem hinsichtlich einer kostengünstigen Massenherstellung Vorteile und wurde bereits bei optischen Filtern und VCSEL eingesetzt. In den letzten Jahren wurden am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Darmstadt erfolgreich optische Filter entwickelt, die auf einem sog. Zwei-Chip-Konzept beruhen. Bei diesen Filtern wurde die Volumenmikromechanik zur Integration einer mechanisch auslenkbaren Spiegelmembran eingesetzt. Die Ergebnisse der Filterentwicklung zeigen, dass das Zwei-Chip-Konzept z.B. durch die Möglichkeit der Realisierung einer großen Resonatorlänge zur Verbesserung der Bauelementeigenschaften beitragen kann. Mikromechanisch abstimmbare langwellige VCSEL, die auf einem Zwei-Chip-Konzept basieren bzw. Volumenmikromechanik nutzen, wurden vor Beginn dieser Forschungsarbeiten nicht veröffentlicht.

### 1.3 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Das große Potential breitbandiger abstimmbarer langwelliger Laserdioden hat in den letzten Jahren zu zahlreichen Forschungsarbeiten geführt. Bislang blieb jedoch ein entscheidender Durchbruch auf dem Gebiet der elektrisch gepumpten mikromechanisch abstimmbaren VCSEL aus. Es soll daher durch die Anwendung eines Zwei-Chip-Konzepts, das die separate Herstellung und Optimierung der Mikromechanik und des Laserverstärkers (aktive Zone) ermöglicht, ein fundamental neuer Ansatz für die Entwicklung mikromechanisch abstimmbarer VCSEL angewandt werden.

Es ist das Ziel dieser Arbeit, die Realisierung eines solchen Bauelements der Mikrosystemtechnik zu demonstrieren. Angestrebt wird eine Laserausgangsleistung von etwa  $0,5\text{ mW}$  bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb sowie ein kontinuierlicher Abstimmbereich von ca.  $30\text{ nm}$  im Wellenlängenbereich um  $1,55\text{ }\mu\text{m}$ . Für die Anregung des VCSELs soll sowohl das Verfahren des optischen Pumpens mit einer Lichtquelle niedriger Wellenlänge als auch die Möglichkeit des elektrischen Pumpens durch Einspeisung eines Gleichstroms untersucht werden.

Die Arbeit wurde im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten For-

schungsprojekts „IST-TUNVIC“<sup>7</sup> sowie durch Förderung des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) im Rahmen des Förderschwerpunkts „MultiTeranet“<sup>8</sup> in einer Kooperation mit nationalen und internationalen Projektpartnern durchgeführt. Im Rahmen dieser Kooperation sollte der Schwerpunkt der eigenen Forschungsarbeit auf die Modellierung des Bauelements, die Entwicklung der Mikromechanik und der Aufbautechnik sowie auf die Charakterisierung des Lasers gelegt werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im sich anschließenden **zweiten** Kapitel werden zunächst die wichtigsten theoretischen Grundlagen, die für den Aufbau und das Verhalten von vertikal emittierenden Laserdioden von Bedeutung sind, vorgestellt. Der Fokus liegt hier insbesondere auf theoretischen Überlegungen zu plan-konkaven Resonatoren sowie auf Resonatoren mit Luftspalt, um die Besonderheit des mikromechanisch abstimmbaren Zwei-Chip-VCSELs zu erläutern.

Das **dritte** Kapitel stellt ein Simulationsverfahren für die quasi 3-dimensionale Modellierung plan-konkaver aktiver Laserresonatoren vor. Die Simulation soll Aufschluss über komplexere Zusammenhänge im VCSEL geben, wie z.B. der Einfluss von Resonatorgeometrie und Anregungsprofil auf das statische Bauelementverhalten. Detailliert mathematische Herleitungen dieses Verfahrens werden im Anhang B und Anhang C aufgezeigt.

Im **vierten** Kapitel wird die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Technologie zur Herstellung der mikromechanischen, auslenkbaren Spiegelmembran aus halbleitenden und dielektrischen Materialien beschrieben. Außerdem werden die Möglichkeiten der Charakterisierung dieser Baugruppe außerhalb eines VCSELs vorgestellt. Das Kapitel schließt mit der eindrucksvollen Präsentation eines optischen Fabry-Pérot-Filters, das mit einer solchen Spiegelmembran gefertigt wurde.

Gegenstand des **fünften** Kapitels ist die Demonstration der Realisierung eines mikromechanisch abstimmbaren optisch gepumpten VCSELs. Hier wird der Aufbau,

---

<sup>7</sup>Forschungsprojekt IST-11051 „Micromechanically widely tunable VCSEL for WDM Telecommunication Systems“.

<sup>8</sup>Teilvorhaben „Mikromechanisch abstimmbare Membranen für langwellige VCSEL“, Förderkennzeichen 01 BP 271.

die Charakterisierung sowie der Einbau des Lasers in ein handelsübliches Gehäuse beschrieben. Eine alternative Aufbautechnik für das Zwei-Chip-Konzept, die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, wird im Anhang E dargestellt.

Das vorletzte, **sechste** Kapitel ist dem eigentlichen Ziel dieser Arbeit, der Realisierung eines elektrisch gepumpten VCSELs gewidmet. Neben der Charakterisierung der optischen Eigenschaften des Bauelements wird in diesem Kapitel auch auf das dynamische Verhalten der auslenkbaren Spiegelmembran eingegangen.

Das **siebte** Kapitel fasst schließlich die vorliegende Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Entwicklungen mikromechanisch abstimmbarer vertikal emittierender Laserdioden.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel greift theoretische Grundlagen auf, die für das Verständnis und besonders für das Design von abstimmbaren Vertikalresonator-Laserdioden wichtig sind.

Die charakteristischen Elemente eines Lasers sind der optische Resonator sowie das verstärkende aktive Medium im Inneren des Resonators. Ohne Resonator würde sich die optische Strahlung des aktiven Mediums nicht wesentlich von der einer herkömmlichen thermischen Lichtquelle unterscheiden<sup>1</sup>. Erst aufgrund der durch den Resonator hervorgerufenen Rückkopplung des emittierten Lichts erlangt die Laserstrahlung ihre besonderen Eigenschaften gegenüber herkömmlichen Lichtquellen. Hervorzuheben ist hier die äußerst geringe Bandbreite des Laserlichts und ebenfalls die gute Kollimier- und Fokussierbarkeit des Laserstrahls. Der Laser ist in der Lage, eine nahezu ideale, optische elektro-magnetische Welle von hoher zeitlicher und räumlicher Kohärenz zu erzeugen, was für viele Anwendungen von essentieller Bedeutung ist.

Der Laserresonator besteht aus zwei im Abstand  $L$  sich gegenüberliegenden Reflektoren, von denen mindestens ein Reflektor teildurchlässig und gering absorbierend sein muss. Innerhalb dieses Resonators befindet sich eine aktive Zone, die in der Lage ist, eine durchlaufende elektromagnetische Welle durch stimulierte Emission zu verstärken. Eine aus dem Rauschen entstehende elektromagnetische Welle wird nun zwischen den beiden Spiegeln hin und her reflektiert und bei jedem Durchgang durch die aktive Zone verstärkt. Der optische Resonator bewirkt, dass sich lediglich solche elektromagnetischen Wellen im Inneren aufbauen können, die die sog. Resonatorbedingung<sup>2</sup> erfüllen.

---

<sup>1</sup>Ein aktives Medium ohne Resonator erzeugt ausschließlich nicht-kohärente Strahlung durch spontane Emission.

<sup>2</sup>Siehe dazu Gleichung 2.4 in Abschnitt 2.2.1.

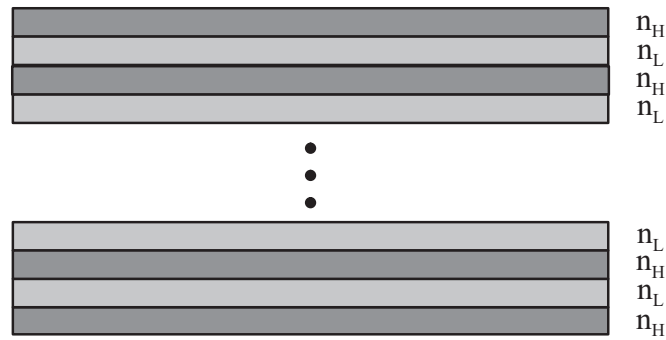


Abbildung 2.1: Der Bragg-Reflektor – ein Vielschichtsystem mit abwechselnd hoch ( $n_H$ ) und niedrig ( $n_L$ ) brechenden Schichten. Zwei Schichten  $n_H$  und  $n_L$  werden als eine Periode bezeichnet.

Durch den teildurchlässigen Spiegel, den man auch als Auskoppelspiegel bezeichnet, verlässt ein Teil der Welle im Inneren den Resonator und strahlt nach außen ab. Es ist verständlich, dass sich nur dann eine Resonanz aufbauen kann, falls die Verstärkung groß genug ist, um die Verluste, welche die Welle unter anderem am teildurchlässigen Spiegel erfährt, zu kompensieren.

Die aktive Zone eines VCSELs ist nur sehr dünn, so dass die Verstärkung eines Durchlaufs im Vergleich zu kantenemittierenden Laserdioden weit aus geringer ist. Daher müssen beide Spiegel sehr hohe Reflektivitäten aufweisen, um viele Durchläufe zu erzwingen und so einen Laserbetrieb zu ermöglichen. Die Resonatorspiegel eines VCSELs müssen in der Regel in der Lage sein, mehr als 99,0 % der einfallenden Lichtleistung zu reflektieren. Vielschichtspiegel, sog. Bragg-Reflektoren, aus halbleitenden oder dielektrischen Materialien sind als Auskoppelspiegel besonders geeignet, da sie sowohl hochreflektierend als auch teildurchlässig sind. Der folgende Abschnitt behandelt die für das Design solcher Bragg-Spiegel notwendigen Grundlagen.

## 2.1 Bragg-Reflektoren

Bragg-Reflektoren sind vertikal aufgebaute Vielschichtsysteme, die aus einer periodisch alternierenden Schichtenfolge zweier Materialien mit jeweils hohem und niedrigem Brechungsindex bestehen<sup>3</sup>. Bei Verwendung sehr absorptionsarmer Materialien mit großem Brechungsindexunterschied können Bragg-Spiegel mit Reflektivitäten

---

<sup>3</sup>Das Spiegeldesign muss auch das angrenzende Mediums insoweit mitberücksichtigen, dass sich der Brechungsindex der ersten und letzten Spiegelschicht stets maximal von dem des angrenzenden Mediums unterscheidet.

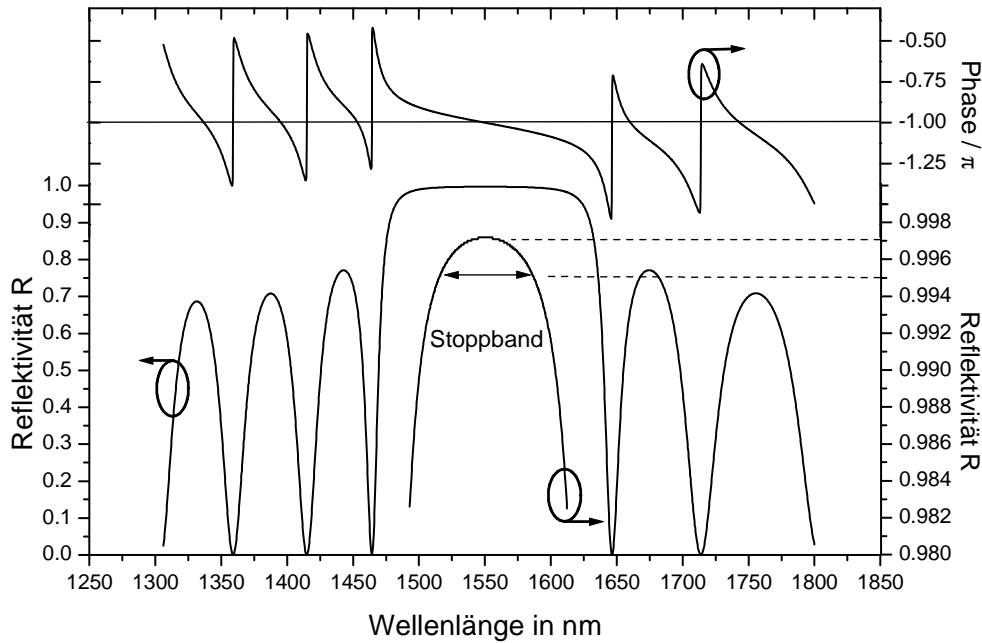


Abbildung 2.2: Spektraler Verlauf der Reflektivität und der Reflexionsphase eines Bragg-Spiegels aus GaAs/AlGaAs mit einer maximalen Reflektivität von 99,7%.

über 99,9% hergestellt werden. Die hohe Reflektivität einer solchen Anordnung kommt durch Interferenz zustande und erstreckt sich daher auf ein im Vergleich zu Metallspiegel sehr eingeschränkten Wellenlängenbereich. Das Licht wird beim Eindringen in den Spiegel an jeder Grenzfläche teilreflektiert<sup>4</sup>. Soll der Wellenlängenbereich hoher Reflektivität bei der Wellenlänge  $\lambda_0$  liegen, so sind alle Schichten des Spiegels idealerweise mit einer optischen Dicke<sup>5</sup> von  $\lambda_0/4$  herzustellen. Dadurch überlagern sich alle Teilreflexionen am Eingang des Spiegels konstruktiv - allerdings nur für Wellenlängen in einem begrenzten Bereich um  $\lambda_0$ . Diesen Wellenlängenbereich, in dem der Bragg-Spiegel hochreflektierend ist, bezeichnet man als das Stoppband  $\Delta\lambda_{stop}$  des Spiegels. Die Wellenlänge  $\lambda_0$ , die durch die optischen Schichtdicken definiert wird, bezeichnet man als Mittenwellenlänge des Spiegelstoppbands. Bei dieser Wellenlänge hat der Spiegel seine maximale Reflektivität. Der spektrale Verlauf der Reflektivität einer Bragg-Spiegel Anordnung kann mit Hilfe der Transfermatrix-Methode (siehe Anhang A) numerisch ermittelt werden. Abbildung 2.2 zeigt einen typischen Verlauf der Reflektivität  $R$  und der Phase  $\varphi(r)$  des Reflexionsfaktors in

<sup>4</sup>Im Englischen ist daher die Bezeichnung des „Distributed Bragg Reflector“ (DBR) - also des verteilten Bragg-Reflektors für diese Art der Spiegel üblich.

<sup>5</sup>Die optische Dicke entspricht dem Produkt aus geometrischer Dicke und Brechungsindex des Materials.

Tabelle 2.1: Materialsysteme, die in dieser Arbeit für Bragg-Reflektoren verwendet wurden. Dargestellt sind deren Brechungsindizes sowie deren theoretische maximale Stoppbandbreite um  $\lambda_0 = 1550\text{nm}$  [36, 37, 38, 40]

Materialsystem	Brechungsindex	$\Delta n_{rel}/\%$	$\Delta\lambda_{stop}/\text{nm}^a$
<i>InGaAsP</i> <sup>b</sup>	3,44	8,2	43
<i>InP</i>	3,17		
<i>InGaAlAs</i> <sup>b</sup>	3,52	8,9	47
<i>In<sub>0,52</sub>Al<sub>0,48</sub>As</i>	3,22		
<i>InGaAlAs</i> <sup>b</sup>	3,52	10,5	56
<i>InP</i>	3,17		
<i>GaAs</i>	3,38	12,6	70
<i>Al<sub>0,85</sub>Ga<sub>0,15</sub>As</i>	2,98		
<i>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></i>	2,01	32,5	161
<i>SiO<sub>2</sub></i>	1,46		
<i>TiO<sub>2</sub></i>	2,35	49,4	224
<i>SiO<sub>2</sub></i>	1,46		
<i>a – Si</i>	3,7	110	– <sup>c</sup>
<i>MgF<sub>2</sub></i>	1,43		

<sup>a</sup>Die Stoppbandbreite sei hier definiert als der Wellenlängenbereich, in dem die Reflektivität eines Spiegels mit maximaler Reflektivität von 99,7 % größer als 99,5 % ist.

<sup>b</sup>Die Zusammensetzung ist so gewählt, dass sich die Bandlücke bei  $E_g = h\frac{c}{\lambda} = 0,867\text{ eV} \equiv 1,43\mu\text{m}$  befindet.

<sup>c</sup>Der Absorptionskoeffizient von amorphem Silizium beträgt ca.  $400\text{ cm}^{-1}$  bei  $1550\text{nm}$  und steigt zu kleineren Wellenlängen hin exponentiell an [39], so dass die Berechnung nur bei genau bekanntem Absorptionsverlauf erfolgen kann.

Abhängigkeit der Wellenlänge<sup>6</sup>. In Tabelle 2.1 sind verschiedene halbleitende und dielektrische Materialsysteme aufgelistet, die im Rahmen dieser Arbeit für Bragg-Reflektoren verwendet wurden. Die Spiegelmaterialien sollten einerseits einen hohen relativen Brechungsindexunterschied<sup>7</sup>  $\Delta n_{rel}$  und andererseits eine geringe Absorption in dem zu verwendeten Wellenlängenbereich aufweisen. Je größer der relative Brechungsindexunterschied ist, umso weniger Schichten sind zum Erreichen einer

<sup>6</sup>Mit  $R$  wird die Reflektivität des Spiegels in Bezug auf die optische Leistung und mit  $r$  der Reflexionsfaktor des Spiegels für das elektromagnetische Feld bezeichnet. Es gilt der Zusammenhang  $R = |r|^2$ .

<sup>7</sup>Definition des rel. Brechungsindexunterschieds:  $\Delta n_{rel} = \frac{|n_1 - n_2|}{n_{eff}}$  mit  $n_{eff} = 2 / \left( \frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \right)$ .



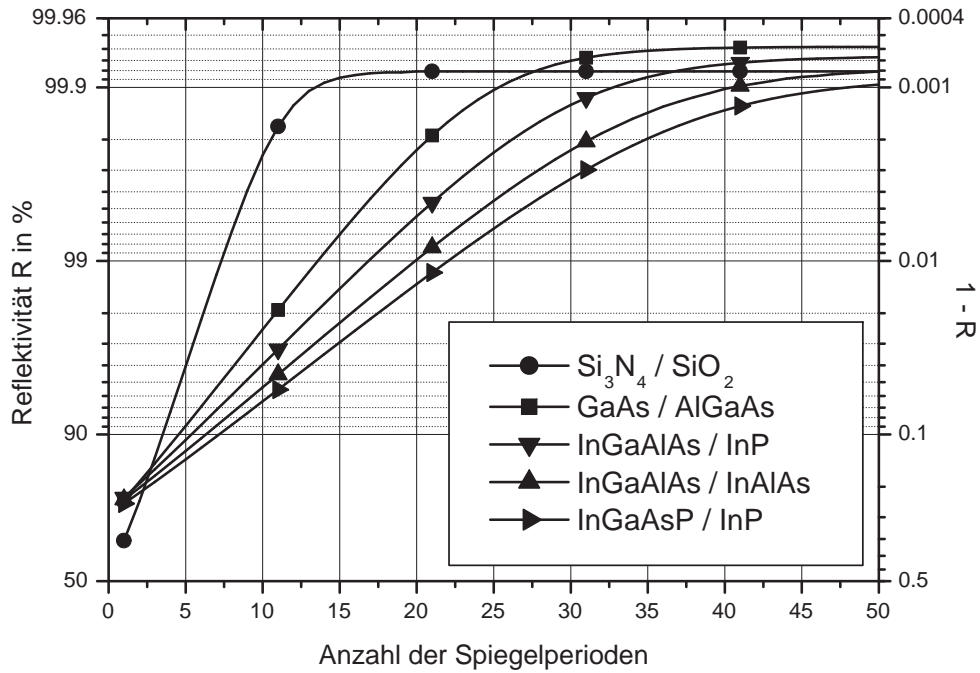


Abbildung 2.3: Maximale Reflektivität eines Bragg-Spiegels in Abhängigkeit der Anzahl der Perioden für die verschiedenen Materialsysteme gemäß Tabelle 2.1. Als umgebendes Medium wurde sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite des Spiegels Luft angenommen. Der Absorptionskoeffizient betrug für alle Materialien  $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$ .

angestrebten Reflektivität notwendig. Abbildung 2.3 zeigt die Spiegelreflektivität in Abhängigkeit von der Anzahl der Spiegelperioden für verschiedene Materialsysteme. Der relative Brechungsindexunterschied  $\Delta n_{rel}$  hat einen direkten Einfluss auf die Stoppbandbreite  $\Delta \lambda_{stop}$  des Spiegels, wie Tabelle 2.1 verdeutlicht. Für die Definition der Stoppbandbreite wurde hier die Breite des Wellenlängenbereichs gewählt, in dem die Reflexion höchstens um 0,2 % unter der maximalen Reflexion des Spiegels bei der Wellenlänge  $\lambda_0$  liegt.

Abbildung 2.4 zeigt die elektrische Feldstärkeverteilung einer auf einen Bragg-Reflektor auftreffenden ebenen elektromagnetischen Welle im Inneren des Spiegels. Die Amplitude der elektrischen Feldstärke nimmt über der Eindringtiefe in den Spiegeln exponentiell ab. Aufgrund des Eindringens der Welle in den Spiegel kommt der Absorption der Materialien eine hohe Bedeutung zu, da Materialabsorption un-

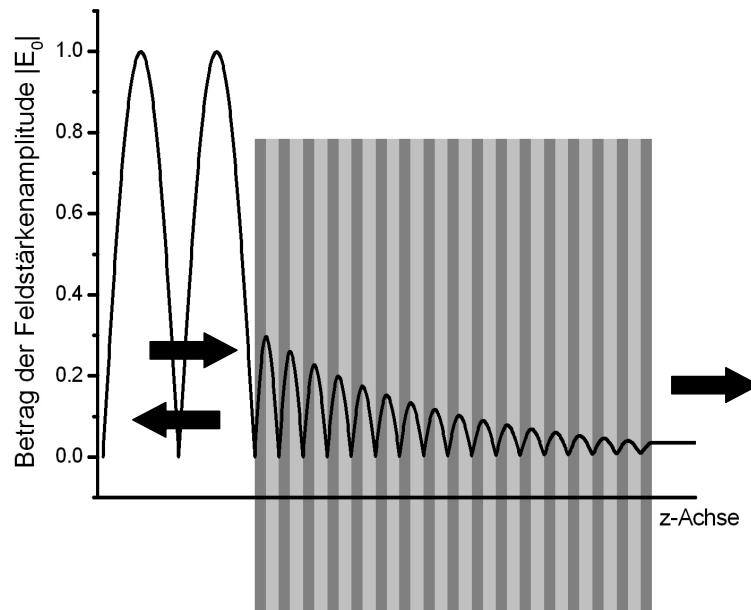


Abbildung 2.4: Verteilung der elektrischen Feldstärke einer von links auf den Spiegel treffenden ebenen Welle innerhalb eines GaAs/AlGaAs-Bragg-Spiegels mit 16,5 Perioden (normiert).

mittelbar zu Reflektivitätseinbußen führt, wie Abbildung 2.5 zeigt. Es handelt sich hierbei um Absorption an freien Ladungsträgern. Der entsprechende Intensitätsabsorptionskoeffizient  $\alpha$  liegt bei den verwendeten Materialien etwa bei  $10\text{cm}^{-1}$ , wie ein Vergleich der Reflektivitätsmessung mit dem theoretischen Modell ergab [46]. Nur im Falle von verlustlosen Materialien ( $\alpha = 0$ ) nähert sich die Reflektivität durch Erhöhung der Schichtanzahl asymptotisch den 100 %. Für verlustbehaftete Materialien ist jedoch die durch zusätzliche Spiegelschichten erreichbare maximale Reflektivität eines Bragg-Spiegels geringer. Ab einer gewissen Anzahl von Spiegelschichten kommt es durch eine weitere Erhöhung der Schichtanzahl zu keiner nennenswerten Steigerung der Reflektivität. Insbesondere in einem Spiegel mit niedrigem Brechungsindexunterschied, wo es zu einer starken Eindringtiefe des optischen Feldes kommt, wirkt sich die Materialabsorption besonders negativ auf die erreichbare Reflektivität aus.

### Hybride Spiegel

Sehr oft wird einer der Bragg-Spiegel eines elektrisch gepumpten VCSELs mit einer Metallschicht abgeschlossen. Die Metallisierung wirkt als zusätzlicher Reflektor und man bezeichnet eine solche Kombination aus Bragg-Spiegel und Metallspiegel als

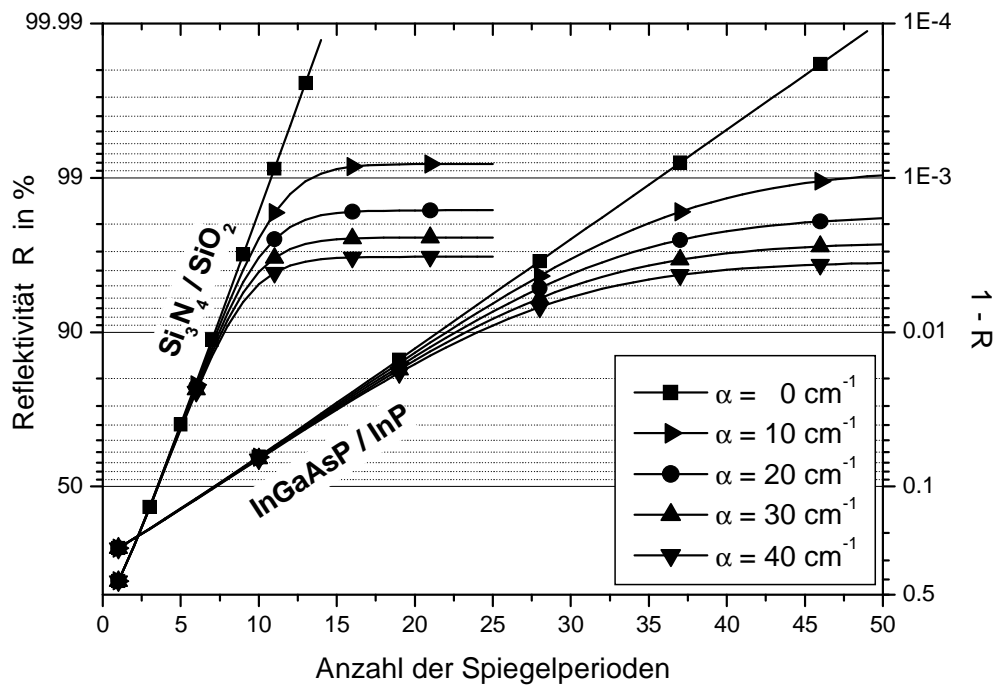


Abbildung 2.5: Maximale Reflektivität eines dielektrischen und eines halbleitenden Bragg-Spiegels in Abhängigkeit der Anzahl der Perioden für verschiedenen Materialabsorptionskoeffizienten  $\alpha$ .

hybriden Spiegel. Eine Lichtauskopplung durch einen solchen Spiegel ist jedoch aufgrund der geringen Eindringtiefe und hohen Absorption in Metall nicht möglich, so dass dafür nur der andere Bragg-Spiegel in Frage kommt. Der Vorteil eines hybriden Spiegels liegt in der Verbesserung der thermischen und im Falle von halbleitenden Bragg-Schichten auch der elektrischen Leitfähigkeit des Spiegels. Die Metallschicht erhöht außerdem die Reflektivität, so dass zur Erzielung einer benötigten Reflektivität weniger thermisch schlechter leitende Bragg-Schichten benötigt werden. Eine weitere Verbesserung des Wärmeabtransports wird erreicht, wenn die Metallisierung direkt mit einer Wärmesenke<sup>8</sup> verbunden wird.

Bei halbleitenden Spiegelschichten lässt sich die Metallisierung gleichzeitig als großflächiger, niederohmiger elektrischer Kontakt zur Pumpstromeinspeisung nutzen. Gegenüber einer Strominjektion über einen Ringkontakt lässt sich hierdurch eine sehr homogene Stromdichteverteilung in radialer Richtung innerhalb der aktiven Zone erreichen.

<sup>8</sup>Die Wärmesenke wird bei Lasern sehr oft mit Hilfe eines Peltier-Elements auf konstanter Temperatur gehalten.

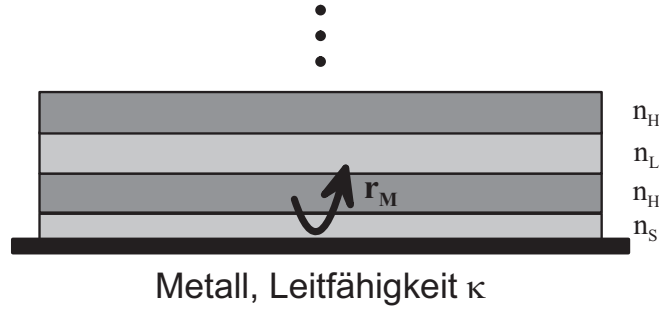


Abbildung 2.6: Bragg-Spiegel mit Metallisierung: die letzte dielektrische Schicht sollte eine geringere optische Dicke als  $\lambda/4$  haben

Der Reflexionskoeffizient  $r_M$  einer Metallschicht<sup>9</sup>, die an einer dielektrischen Schicht mit Brechungsindex  $n_s$  angrenzt, lautet für eine senkrecht auf die Metallschicht zulaufende ebene Welle mit Ausbreitungskonstante  $k_s = k_0 n_s$ :

$$r_M = \frac{k_s - k_M}{k_s + k_M} \quad \text{mit} \quad k_M = (1 - j) \sqrt{\frac{\omega \mu \kappa}{2}} = (1 - j) k_e \quad (2.1)$$

Die Berechnung erfolgt analog zur Berechnung des Reflexionsfaktors an dielektrischen Grenzflächen [27] unter Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen der tangentialen Feldkomponenten. Für die ins Metall eindringende gedämpfte Welle gilt [28]:  $E(z) \propto \exp(-jk_M z)$ . Der Reflexionskoeffizient  $r_M = |r_M| \cdot \exp(j\phi_M)$  lautet nach Betrag und Phase<sup>10</sup>:

$$|r_M| = \sqrt{\frac{(k_s - k_e)^2 + k_e^2}{(k_s + k_e)^2 + k_e^2}} \quad (2.2)$$

und

$$\phi_M = \pi - \arctan\left(\frac{+2k_s k_e}{2k_e^2 - k_s^2}\right). \quad (2.3)$$

Für die Anordnung eines hybriden Spiegels nach Abbildung 2.6 muss daher die letzte dielektrische Spiegelschicht, welche mit der Metallisierung in Kontakt ist, aus dem Material mit niedrigem Brechungsindex sein. Eine Metallschicht hoher Leitfähigkeit verursacht einen Phasensprung von etwa  $\phi_M \approx \pi$  und verhält sich damit gegenüber der letzten dielektrischen Spiegelschicht wie eine dielektrische Schicht mit einem

<sup>9</sup>Die Metallisierung wird als ausreichend dick angenommen, d.h. ihre Dicke übersteigt die Eindringtiefe  $\lambda_e = 2\pi \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \kappa}}$  mit  $\kappa$  der elektrischen Leitfähigkeit des Metalls [28] um ein Vielfaches. Eine Metallisierung aus Gold ( $\kappa = 47,6 \cdot 10^6$  A/Vm) muss für eine Vakuumwellenlänge von  $\lambda_0 = 1550$  nm wesentlich dicker als  $\lambda_e = 33$  nm sein, z.B. mindestens 100 nm.

<sup>10</sup>Die angegebene Phase gilt nur für eine ebene Welle der Form  $E(z, t) = E_0 \exp[j(\omega t - k_0 n_s z)]$ . Für eine ebene Welle der Form  $E(z, t) = E_0 \exp[j(k_0 n_s z - \omega t)]$  hat der Reflexionsfaktor eine Phase von  $\phi_M^* = 2\pi - \phi_M$ .

Brechungsindex größer als  $n_s$ . Für reale Metalle mit endlicher Leitfähigkeit entsteht jedoch ein geringerer Phasensprung  $\phi_M < \pi$ . In diesem Fall muss auch die letzte Spiegelschicht eine etwas geringere optische Dicke als  $\lambda/4$  besitzen<sup>11</sup>.

## 2.2 Passive optische Resonatoren

Zunächst soll hier der passive Laserresonator ohne aktives, verstärkendes Medium betrachtet werden. Aus der Theorie passiver Resonatoren können bereits viele Zusammenhänge abgeleitet und auf vertikal emittierende Laserdioden übertragen werden. Des weiteren wird für die Spiegel des Resonators idealerweise angenommen, sie seien in lateraler Richtung unbegrenzt und haben einen wellenlängenunabhängigen, negativen, reellen Reflexionsfaktor mit dem Betrag  $|r| < 1$ .

### 2.2.1 Plan-parallele Resonatoren

Im Jahre 1897 entwickelte Charles Fabry und Alfred Pérot ein optisches Interferometer bestehend aus zwei plan-parallelen teildurchlässigen Spiegeln, die in einem Abstand  $L$  sich gegenüber stehend angeordnet waren. Dieses Fabry-Pérot-Interferometer hat die Eigenschaft, dass die Transmission von senkrecht auf einen Spiegel einfallenden Lichts<sup>12</sup> von der Wellenlänge abhängt. Nur bestimmte Wellenlängen des einfallenden Lichts können vollständig transmittiert werden, während alle anderen überwiegend reflektiert werden. Die Erklärung hierfür liegt darin, dass nur solche elektromagnetischen Wellen das Interferometer uneingeschränkt passieren können, deren Vielfach-Reflexionen sich an jeder Stelle im Resonator konstruktiv überlagern, d.h. die gleiche Phase besitzen. Eine Welle der Wellenlänge  $\lambda = \lambda_{Res}$ , die genau einmal im Resonator umläuft, erfährt exakt die Phasenänderung  $q \cdot 2\pi$  und überlagert sich somit konstruktiv, falls ein ganzzahliges Vielfaches ihrer halben Wellenlänge gleich der Resonatorlänge ist:

$$L = q \cdot \frac{\lambda_{Res}}{2} \quad (2.4)$$

---

<sup>11</sup>Eine ebene Welle ( $\sim \exp[-jk_s z]$ ), die durch die Spiegelschicht der Dicke  $d_s$  propagiert, an der Metallschicht reflektiert und wieder zurückpropagiert, erfährt eine Phasendifferenz von  $\Delta\phi = -2k_s d_s + \phi_M$ . Die Phasendifferenz soll an der Grenzfläche zur nächsten Bragg-Spiegelschicht Null betragen.

<sup>12</sup>Zur Vereinfachung wird angenommen, bei dem einfallenden Licht handele es sich um ebene Wellen und die Spiegel seien lateral unendlich ausgedehnt.

wobei der ganzzahlige Faktor  $q$  als axiale Ordnungszahl bezeichnet wird. Nur in diesem Fall überlagern sich die im Resonator hin- und herreflektierten Anteile alle konstruktiv<sup>13</sup>, so dass sich eine stehende Welle mit sehr hoher Feldstärke im Inneren des Resonators aufbauen kann. Abbildung 2.7 zeigt einen Ausschnitt der periodischen Transmissionscharakteristik<sup>14</sup> eines Fabry-Pérot-Interferometers mit plan-parallelen Reflektoren. Diese Übertragungsfunktion  $H(\lambda)$  lässt sich durch Addition der am Ausgang transmittierten Anteile, die alle unterschiedlich oft im Resonator hin- und herliefen, ermitteln, so dass sich folgende analytische Formel, die sog. Airy-Formel, für das Fabry-Pérot Interferometer ergibt [11]:

$$H(\lambda) = \frac{P_{out}(\lambda)}{P_{in}(\lambda)} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)(1 - V)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}(1 - V))^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}(1 - V)\sin^2(\frac{2\pi}{\lambda}L)} \quad (2.5)$$

wobei  $R_1$  und  $R_2$  die Reflektivitäten der beiden Spiegel und  $V$  den Verlustfaktor darstellt. Der Verlustfaktor beschreibt die Leistungsverluste der Welle im Inneren des Resonators z.B. aufgrund von Absorption des Mediums. In diesem Fall gilt

$$(1 - V) = \exp(-\alpha_{int} 2L) \quad (2.6)$$

wobei  $\alpha_{int}$  den intensitätsbezogenen Verlustkoeffizienten des Mediums darstellt.

Die Maxima von  $H(\lambda)$  liegen bei Wellenlängen, bei denen sich das Interferometer in Resonanz befindet. Den Abstand zweier benachbarter Transmissionsmaxima bezeichnet man als freien Spektralbereich (Abk. FSR<sup>15</sup>). Dieser Abstand ist bei Betrachtung der Resonanzen im Frequenzbereich nur von der Resonatorlänge abhängig<sup>16</sup>, wohingegen sich im Wellenlängenbereich ein Abstand von

$$FSR(\lambda) = \lambda_{Res}^q - \lambda_{Res}^{q+1} = \frac{(\lambda_{Res}^q)^2}{2L + \lambda_{Res}^q} \quad (2.7)$$

ergibt. Daraus folgt, dass der freie Spektralbereich umso größer ist, je kleiner die Resonatorlänge  $L$  gewählt wird. Dies ist eine sehr wichtige Tatsache im Hinblick auf die Herstellung von einmodigen Lasern: ist die Resonatorlänge eines Lasers so klein, dass nur ein einziger longitudinaler Mode in die Verstärkungsbandbreite des

<sup>13</sup>Am Ausgang überlagern sich die vielen transmittierten Anteile ebenfalls konstruktiv, am Eingang jedoch verschwinden die Summe der reflektierten Anteile durch destruktive Interferenz.

<sup>14</sup>Als Transmissionscharakteristik wird das Verhältnis von transmittierter zu einfallender Lichtleistung  $P_{out}(\lambda)/P_{in}(\lambda)$  als Funktion der Wellenlänge definiert.

<sup>15</sup>engl.: Free Spectral Range, FSR.

<sup>16</sup>Frequenzabstand zweier benachbarter Resonanzstellen:  $f_{Res}^{q+1} - f_{Res}^q = \frac{c}{2L}$ .

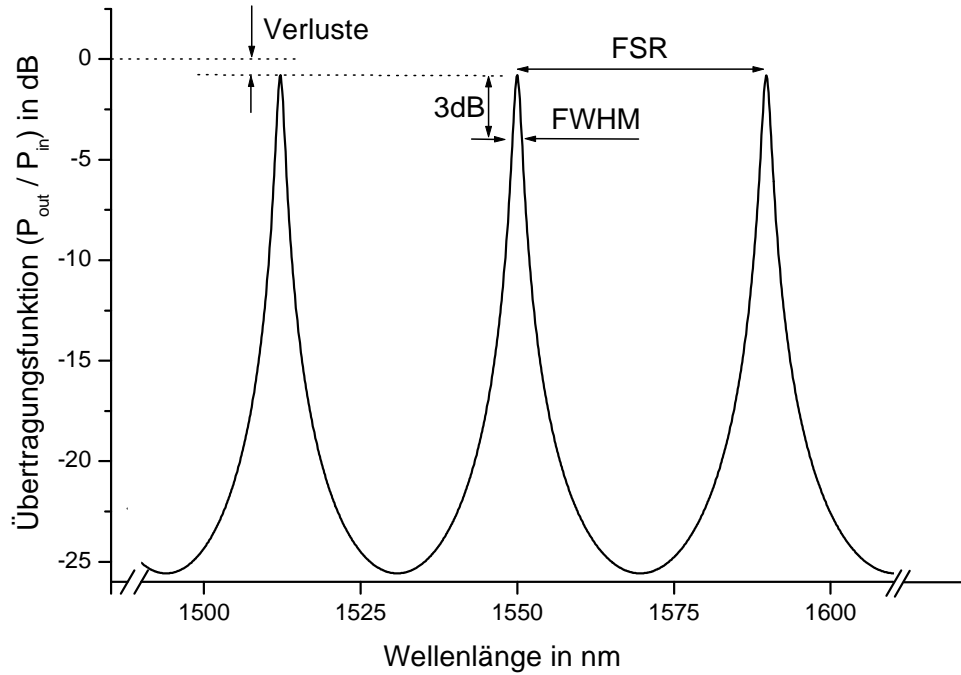


Abbildung 2.7: Ausschnitt aus der periodischen Transmissionscharakteristik<sup>14</sup> eines Fabry-Pérot-Interferometers mit idealen Reflektoren (hier:  $R = 99\%$ ,  $L = 31\ \mu\text{m}$ ,  $V = 1\%$ )

aktiven Mediums fällt, so ist ein solcher Laser automatisch longitudinal einmodig. Darin liegt ein entscheidender Vorteil eines VCSELs gegenüber einem Laser anderer Bauform, da VCSEL eine sehr kurze Kavität besitzen.

Die 3 dB-Bandbreite eines Transmissionsmaximums (Abk. FWHM<sup>17</sup>) für  $R_1 = R_2 = R$  ist ungefähr durch

$$FWHM \approx \frac{(1 - R(1 - V))}{\sqrt{R(1 - V)}} \cdot \frac{\lambda_{Res}^2}{2\pi L} \quad (2.8)$$

gegeben und demnach umso kleiner, je kleiner der Leistungsverlustfaktor  $V$  und je größer die Resonatorlänge  $L$  ist. Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle noch die Definition der Resonatorgüte, die auch als Finesse  $F$  bezeichnet wird, angegeben:

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \approx \frac{\pi \sqrt{R(1 - V)}}{1 - R(1 - V)} \quad (2.9)$$

Die Finesse ist demnach unabhängig von der Resonatorlänge und ist im Wesentlichen ein Maß für die Verluste im Resonator.

<sup>17</sup>engl.: Full Width at Half Maximum, FWHM.

Zu den Resonanzstellen  $\lambda_{Res}$  in Abbildung 2.7 gehören eigene stationäre Feldverteilungen, die man als Moden des Resonators bezeichnet. Es handelt sich hierbei um longitudinale Moden, deren axiale Feldverteilung charakteristisch für die Ordnung des Modes ist. Benachbarte longitudinale Moden unterscheiden sich in der Anzahl der in den Resonator passenden halben Wellenlängen genau um eins.

Ein Resonatormode kann man sich als Überlagerung einer im Resonator hin- und herlaufenden elektromagnetischen Welle vorstellen. Eine solche Welle hat die Eigenschaft, dass sich ihre Feldverteilung des elektrischen Feldes in einer beliebigen Ebene, z.B. auf dem Resonatorspiegel, nach einem vollständigen Umlauf im Resonator exakt reproduziert<sup>18</sup>. Die Überlagerung der hin- und herlaufenden Wellen führt zu einer stationären Feldverteilung des Modes im Resonatorinneren, d.h. zu einer stehenden Welle<sup>19</sup>. Zu einem Mode gehört neben der axialen auch immer eine charakteristische transversale Feldverteilung sowie eine eigene Ausbreitungskonstante der zugehörigen hin- und rücklaufenden Wellen des Modes.

Im vorliegenden Fall des unendlich ausgedehnten plan-parallelen Fabry-Pérot-Resonators handelt es sich bei den sich reproduzierenden hin- und rücklaufenden Wellen um ebene Wellen der Form<sup>20</sup>

$$E^{hin/rück}(x,y,z) = E_0 \exp(\mp j k z) \quad , \quad (2.10)$$

mit konstanter, transversaler Feldverteilung  $E(x,y) = E_0$ . Für die Ausbreitungskonstante  $k$  dieser Wellen im Resonatormedium mit Brechungsindex  $n$  gilt:

$$k = k_0 n = \frac{2\pi\nu}{c} n = \frac{2\pi}{\lambda_{0,Res}} n = \frac{2\pi}{\lambda_{Res}} \quad (2.11)$$

mit  $k_0$  und  $\lambda_0$  der Ausbreitungskonstante und Wellenlänge im Vakuum,  $\nu$  der Frequenz der elektromagnetischen Welle sowie  $c$  der Vakuumlichtgeschwindigkeit.

### Abstimmung der Resonanzwellenlänge

Nach Gleichung 2.4 ist die Resonanzwellenlänge  $\lambda_{Res}$  (bzw. die Resonanzwellenlängen  $\lambda_{Res}^q$ ) des plan-parallelen Resonators direkt proportional zu der Resonatorlänge  $L$ .

---

<sup>18</sup>Die transversale Feldverteilung der einmal umhergelaufenen Welle darf sich nur in der Amplitude bis auf einen positiven reellen Faktor  $\gamma$  von der ursprünglichen Feldverteilung unterscheiden

<sup>19</sup>Das Modell der stehenden Welle mit Knoten, an denen die Intensität verschwindet, ist nur für verlustfreie Resonatoren exakt gültig. Für Resonatoren mit hochreflektierenden Spiegeln, wie im VCSEL, ist die Annahme aber hinreichend genau.

<sup>20</sup>Bei der Definition dieser Wellen wird eine harmonische Zeitabhängigkeit von  $\exp(+j\omega t)$  mit  $\omega = 2\pi\nu$  angesetzt. Die Feldstärke  $E(x,y,z)$  ist im Allgemeinen komplex. Die reelle Feldstärke ergibt sich als Realteil des Produkts  $E(x,y,z) \cdot \exp(+j\omega t)$



Die Realisierung eines wellenlängenabstimmbaren Resonators kann demnach auf der Abstandsänderung der beiden Resonatorspiegel basieren. Die Abstimmempfindlichkeit bezüglich einer solchen Abstandsänderung ist gegeben durch

$$\frac{\partial \lambda_{Res}^q}{\partial L} = \frac{2}{q} = \frac{\lambda_{Res}^q}{L} \quad (2.12)$$

und ist damit umso größer, je kleiner die absolute Resonatorlänge ist.

### 2.2.2 Plan-konkave Resonatoren

Im Unterschied zum plan-parallelen Resonator mit zwei planen Reflektoren soll nun eine Resonatorbauart betrachtet werden, bei dem ein Spiegel plan und der im Abstand  $L$  gegenüberliegende Spiegel aus der Sicht des planen Spiegels konkav gekrümmt ist<sup>21</sup>. Der Krümmungsradius  $\rho_{Sp}$  des konkaven Spiegels sei größer als die Resonatorlänge  $L$ . Auch für eine solche Spiegelanordnung existieren Resonatormoden, d.h. stationäre Feldverteilungen des elektrischen Feldes innerhalb des Resonators. Es gibt demnach transversale Feldverteilungen einer elektromagnetischen Welle, die sich nach genau einem vollständigen Umlauf im Resonator bis auf einen reellen Faktor  $\gamma$  ( $\gamma \leq 1$ ) wieder exakt reproduzieren<sup>22</sup>. In Zylinderkoordinaten können diese transversalen Feldverteilungen des elektrischen Feldes auf dem planen Spiegel wie folgt beschrieben werden [11]:

$$E_{pm}(r, \phi) = E_0 \cdot \exp \left[ -\frac{r^2}{w_0^2} \right] \cdot \left( \frac{\sqrt{2}}{w_0} r \right)^m \cdot L_p^{(m)} \left[ \frac{2}{w_0^2} r^2 \right] \cdot \begin{Bmatrix} \cos(m\phi) \\ \sin(m\phi) \end{Bmatrix} \quad (2.13)$$

mit

- $E_0$  : beliebige (komplexe) Amplitude,
- $r, \phi$  : Radial- bzw. Azimutalkoordinate,
- $p, m \in N$  : radiale bzw. azimutale Modenzahl,
- $L_p^{(m)}$  : Laguerre-Polynom der Ordnung  $p, m$ <sup>23</sup>

---

<sup>21</sup>Auch hier wird angenommen, die laterale Abmessung der beiden Spiegel sei hinreichend groß, so dass deren Begrenzung in lateraler Richtung vernachlässigt werden kann.

<sup>22</sup>Im passiven Resonator, d.h. ohne aktives Medium, geht bei einem Umlauf Energie verloren, z.B. durch Spiegelverluste. Daher sinkt die Amplitude und  $\gamma$  wird kleiner eins sein.

<sup>23</sup>Für niedrige Ordnungen lauten die Laguerre-Polynome folgendermaßen [24]:

- $L_0^{(m)}[t] = 1$
- $L_1^{(m)}[t] = m + 1 - t$

und

$$w_0^2 = \frac{\lambda_{Res}}{\pi} \sqrt{L(\rho_{Sp} - L)} \quad (2.14)$$

wobei  $\rho_{Sp}$  den Krümmungsradius des konkaven Spiegels,  $L$  den Spiegelabstand und  $\lambda_{Res}$  die Resonanzwellenlänge des Modes bezeichnen. Die Letztere ergibt sich aus der Forderung, dass sich nach einem kompletten Resonatorumlauf der elektromagnetischen Welle nicht nur die Form der Feldverteilung sondern auch die Phase reproduzieren muss, d.h. der Faktor  $\gamma$  muss reell sein<sup>24</sup>. Dies ist der Fall, falls

$$L = q \cdot \frac{\lambda_{Res}}{2} + \frac{\lambda_{Res}}{2\pi} \cdot (2p + m + 1) \cdot \arccos(\sqrt{1 - L/\rho_{Sp}}) \quad (2.15)$$

gegeben ist [11], mit der ganzzahligen axialen Ordnungszahl  $q$ .

In Anlehnung an die Bezeichnung der Moden in Wellenleitern bezeichnet man Resonatormoden mit den Modenzahlen  $(p, m)$  durch  $TEM_{pm}$ . Allerdings handelt es sich bei den Feldern im Resonator nur für große Strahldurchmesser näherungsweise um transversal-elektro-magnetische Felder<sup>25</sup>.

Die einfachste stationäre transversale Feldverteilung in einem plan-konkaven Resonator  $TEM_{00}$  ( $p = m = 0$ ) bezeichnet man als Grundmode oder auch als Mode erster Ordnung. Bei der zugehörigen elektromagnetischen Welle handelt es sich um einen sogenannten Gaußstrahl<sup>26</sup>, der im folgenden Abschnitt ausführlich behandelt wird. Neben diesem Grundmode können noch weitere Moden im Resonator anschwingen ( $p > 0$  oder  $m > 0$ ). Auf diese Moden, die man als Moden höherer Ordnung bezeichnet, wird im übernächsten Abschnitt eingegangen.

$$\bullet L_2^{(m)}[t] = 0,5(m+1)(m+2) - (m+2)t + 0,5t^2$$

<sup>24</sup>Die Forderung, dass  $\gamma$  reell und nicht komplex ist, bedeutet, dass sich die Phase reproduziert und es demnach stets zu konstruktiver Interferenz kommt.

<sup>25</sup>Bei transversal-elektro-magnetischen Wellen steht das elektrische Feld und das magnetische Feld senkrecht zueinander und es existiert keine Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung der Welle.

<sup>26</sup>Ein Gaußstrahl ist die Eigenlösung eines unbegrenzten *stabilen* Resonators. Stabile Resonatoren bestehen im Allgemeinen aus zwei gekrümmten Spiegeln, deren Krümmungsradius und Spiegelabstand es ermöglicht, dass sich eine Welle im Resonator reproduzieren kann. In einem plan-konkaven Resonator gibt es immer einen sich reproduzierenden Gaußstrahl, d.h. diese Resonatoren sind stets stabil. Den plan-parallelen Resonator bezeichnet man als grenzstabil. Die sich reproduzierenden ebenen Wellen verhalten sich anschaulich wie ein Gaußstrahl mit  $\lim_{w_0 \rightarrow \infty}$ .

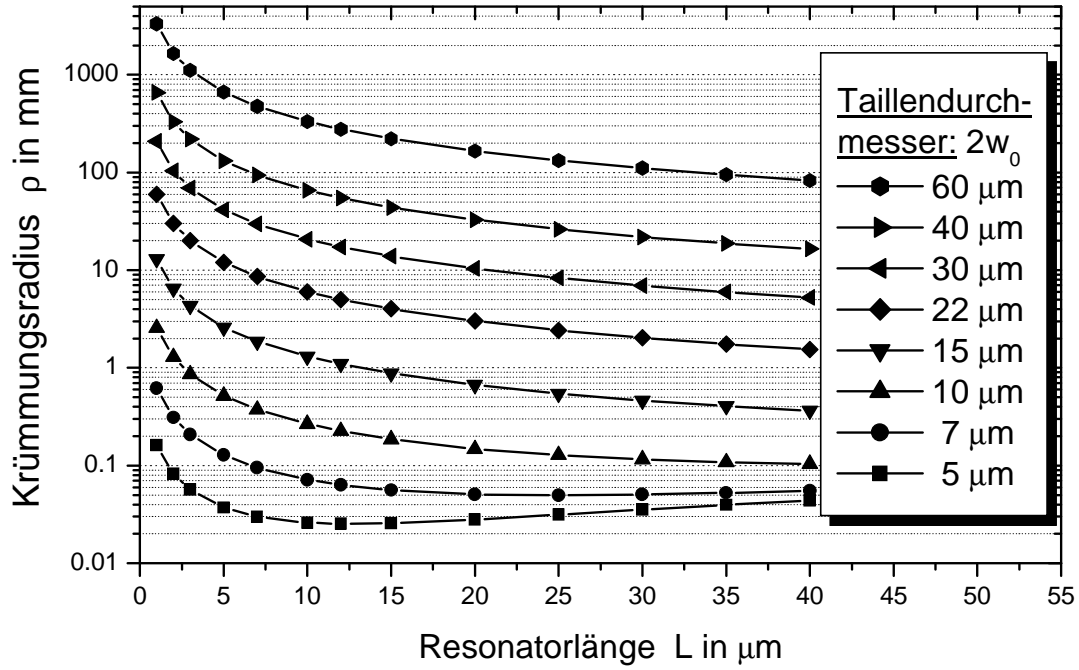


Abbildung 2.8: Beziehung zwischen Durchmesser des Gaußstrahls, Resonatorlänge und Spiegelkrümmung in einem plan-konkaven Resonator.

### 2.2.2.1 Der Grundmode (Gaußstrahl)

Der Grundmode  $TEM_{00}$  eines plan-konkaven Resonators entsteht durch Überlagerung eines hin- und herlaufenden Gaußstrahls. Die transversale Feldverteilung eines solchen Gaußstrahls auf dem planen Spiegel ergibt sich mit ( $p = m = 0$ ) aus Gleichung 2.13 zu:

$$E_{00}(r, \phi) = E_0 \cdot \exp \left[ -\frac{r^2}{w_0^2} \right] \quad (2.16)$$

Die transversale Ausdehnung des Gaußstrahls auf dem planen Resonatorspiegel wird durch  $w_0$  bestimmt. Diese Größe bezeichnet man auch als Gaußstrahlradius oder auch als Tailenradius des Gaußstrahls. Im Abstand  $r = w_0$  ist das Feld auf den  $1/e$ -ten Teil und die Intensität<sup>27</sup> auf den  $1/e^2$ -ten Teil abgefallen. Innerhalb der Fläche mit Radius  $r = w_0$  sind rund 86,5% der Leistung des Strahls eingeschlossen. Der für den Laser sehr wichtige Zusammenhang zwischen dem Durchmesser des Gaußstrahls  $2w_0$ , der Resonatorlänge  $L$  und der Spiegelkrümmung  $\rho$  ist in Abbildung 2.8 graphisch dargestellt.

Genau wie im plan-parallelen Resonator gibt es mehrere Grundmoden mit gleicher transversaler Feldverteilung, die sich jedoch durch ihre axiale Feldverteilung unterscheiden.

<sup>27</sup>Intensität  $I \sim |E|^2$

lung unterscheiden. Durch Vergleich der Resonanzbedingung 2.15 mit der Resonanzbedingung 2.4 eines plan-parallelen Resonators wird deutlich, dass die Resonanzwellenlängen dieser longitudinalen Grundmoden ( $p = m = 0$ ) mit zunehmender Spiegelkrümmung (d.h. für abnehmendem Krümmungsradius  $\rho_{sp}$ ) hin zu kleineren Wellenlängen verschoben werden.

Die Ausbreitung des Gaußstrahls in einem homogenen Medium ausgehend von der Feldverteilung auf dem planen Spiegel (= Ursprung des Gaußstrahls) wird durch folgende Funktion beschrieben:

$$E_{00}(r, \phi, z) = \frac{E_0}{1 - j \cdot z/z_0} \cdot \exp \left[ \frac{-jk}{2} \frac{r^2}{\rho(z)} \right] \cdot \exp \left[ -\frac{r^2}{w(z)^2} \right] \quad (2.17)$$

mit  $j = \sqrt{-1}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  und  $\lambda$  = Wellenlänge des Gaußstrahls im Medium. Der Gaußstrahlradius im Abstand  $z$  vom Ursprung ist gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2} \quad (2.18)$$

wobei

$$z_0 = \pi w_0^2/\lambda \quad (2.19)$$

gilt. Der Wert  $z_0$  wird als Rayleighlänge bezeichnet und definiert den Abstand vom Ursprung bei dem sich der Gaußstrahlradius  $w(z)$  um  $\sqrt{2}$  gegenüber dem Tailenradius  $w_0$  vergrößert hat<sup>28</sup>.

Der Krümmungsradius der Phasenfronten des Gaußstrahls im Abstand  $z$  vom Ursprung ist gegeben durch

$$\rho(z) = z + z_0^2/z \quad (2.20)$$

Ermittelt man mit Hilfe dieser Gleichung die Krümmung der Phasenfronten des Gaußstrahls auf dem gegenüberliegenden konkaven Spiegel im Abstand  $z = L$  so ergibt sich mit Gleichung 2.14 und Gleichung 2.19, dass  $\rho(L) = \rho_{sp}$ , d.h. die Phasenfront des Gaußstrahls stimmt mit der Spiegeloberfläche des konkaven Spiegels überein. Diese Tatsache gilt auch für die Phasenfront am planen Spiegel und ist allgemein für die Phasenfront beliebiger Resonatormoden an einer idealen Spiegeloberfläche gültig.

Für große Entfernungen vom Ursprung ( $z \gg z_0$ ) steigt der Gaußstrahlradius gemäß  $w(z) = \theta_0 z$  linear an. Den Winkel  $\theta_0$  bezeichnet man als den Divergenzwinkel des Gaußstrahls für den folgender Zusammenhang gilt:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (2.21)$$

---

<sup>28</sup>Der Radius der Intensitätsverteilung hat sich nach der Rayleighlänge verdoppelt.

Daraus wird deutlich, dass der Gaußstrahl umso divergenter ist, je kleiner dessen Strahltaile ist. Aus praktischer Sicht ermöglicht Gleichung 2.21 die einfache Bestimmung der Gaußstrahltaile durch Messung des Divergenzwinkels.

Es soll an dieser Stelle noch auf ein wichtiges Phänomen der Gaußstrahlausbreitung hingewiesen werden, dass bei inhomogen gefüllten Resonatoren von Interesse ist. Beim Übergang von einem Medium mit Brechungsindex  $n_1$  in ein anderes Medium mit unterschiedlichem Brechungsindex  $n_2$  verändert der Gaußstrahl aufgrund von Brechung seinen Divergenzwinkel. Der Divergenzwinkel  $\theta_{02}$  in Medium 2 verhält sich zu dem Divergenzwinkel  $\theta_{01}$  entsprechend dem Zusammenhang

$$\theta_{02} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \theta_{01}. \quad (2.22)$$

D.h. genauso wie in der Strahlenoptik ein Lichtstrahl beim Übergang vom optisch dichteren Medium  $n_1$  zum optisch dünneren Medium  $n_2$  vom Einfallslot weg gebrochen wird, so vergrößert ein Gaußstrahl seinen Divergenzwinkel nach einem solchen Übergang.

Außerdem ändert sich der Krümmungsradius der Phasenfront  $\rho_2(z)$  des Gaußstrahls im Medium 2. Wird mit  $z_{w_0\ddot{U}}$  die Entfernung der Strahltaile im Medium 1 von der Übergangsstelle bezeichnet, dann gilt für den Krümmungsradius der Phasenfront in Medium 2:

$$\rho_2(z) = z + \left( \frac{n_2 - n_1}{n_1} \right) z_{w_0\ddot{U}} + \frac{z_{02}^2}{z + \left( \frac{n_2 - n_1}{n_1} \right) z_{w_0\ddot{U}}} \quad (2.23)$$

wobei sich die Rayleighlänge  $z_{02}$  in Medium 2 durch  $z_{02} = \frac{n_2}{n_1} z_{01}$  aus der Rayleighlänge  $z_{01}$  in Medium 1 ergibt. Für einen Gaußstrahl, der aus einem optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium übergeht ( $n_1 > n_2$ ), bedeutet dies, dass der Krümmungsradius hinter der Grenzfläche  $\rho_2(z_{w_0\ddot{U}})$  gegenüber dem Wert vor der Grenzfläche  $\rho_1(z_{w_0\ddot{U}})$  abnimmt und damit die Krümmung der Phasenfront im Medium 2 steigt. Der Tailenradius des Gaußstrahls wird jedoch durch den Brechungsindexübergang nicht beeinflusst und bleibt gleich groß ( $w_{02} = w_{01}$ ).

### 2.2.2.2 Moden höherer Ordnung

Neben dem Grundmode können im plan-konkaven Resonator noch weitere Moden anschwingen, deren transversale Modenstruktur durch Gleichung 2.13 und deren Ordnung durch  $2p+m+1$  definiert ist. Die transversale Ausdehnung  $w_{pm}$  der Moden höherer Ordnung wird über das Moment 2. Ordnung definiert:

$$w_{pm}^2 = 2 \cdot \frac{\int_0^\infty r^3 |E(r)|^2 dr}{\int_0^\infty r |E(r)|^2 dr}. \quad (2.24)$$

Mit dieser Definition ergibt sich für die zugehörigen, im Resonator hin- und herlaufenden elektromagnetischen Wellen ein Strahlradius auf dem planen Spiegel von

$$w_{pm} = w_0 \sqrt{2p + m + 1} \quad (2.25)$$

wobei  $w_0$  den Strahlradius des Grundmodes angibt. Gemäß Definition 2.24 liegen innerhalb einer Fläche mit Radius  $r = w_{pm}$  rund 86,5 % der Intensität eines Modes höherer Ordnung. Die transversale Ausdehnung der Moden nimmt mit der Ordnung zu und liegt über der des Grundmodes. Diese Tatsache wird in der Praxis genutzt, um zu verhindern, dass im Laser außer dem Grundmode noch weitere Moden höherer Ordnung anschwingen, indem der Resonator lateral begrenzt und so die Ausbreitung dieser Moden gestört wird.

## 2.3 Aktive optische Resonatoren

Abbildung 1.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines VCSELs. Die aktive Zone ist neben dem optischen Resonator das zweite wesentliche Element eines solchen Lasers. Sie verstärkt die zwischen Front- und Rückspiegel hin- und herlaufenden elektromagnetischen Wellen und ermöglicht so die Emission von Laserstrahlung. Nachdem im vorausgegangenen Abschnitt die Moden von passiven Resonatoren ohne aktives Medium untersucht wurden, sollen im Folgenden die Voraussetzungen für einen Laserbetrieb zusammengefasst werden. Dazu wird wieder zunächst der plan-parallele Resonator betrachtet, während die Modellierung des plan-konkaven Resonators separat in Kapitel 3 vorgestellt wird.

In diesem Abschnitt soll ebenfalls der Spezialfall eines Luftspalt-Resonators betrachtet werden, der für die in der vorliegenden Arbeit entwickelten abstimmbaren VCSEL von besonderem Interesse ist. Bei einem Luftspalt-Resonator findet innerhalb der VCSEL-Kavität ein Übergang vom Halbleiter in Luft statt, so dass sich an dieser Stelle ein großer Brechungsindexsprung befindet. Im Unterschied dazu werden im Folgenden einfacher aufgebaute Resonatoren, die einen stetigen Verlauf des Brechungsindex im Inneren aufweisen, als „Resonatoren mit homogenem Medium“ bezeichnet. In beiden Resonatorkonfigurationen wird zusätzlich auch auf die Möglichkeit der Abstimmung der Resonanzwellenlänge durch Veränderung der Resonatorlänge eingegangen.

### 2.3.1 Plan-parallele Resonatoren mit homogenem Medium

Das Anschwingen eines Lasermodes beruht auf der spontanen Emission des aktiven Mediums. Durch spontane Emission werden Photonen unterschiedlicher Wellenlänge in alle Raumrichtungen ausgesandt. Diejenigen Photonen, die senkrecht auf einen Resonatorspiegel treffen, werden reflektiert und bei dem Passieren der aktiven Zone durch stimulierte Emission verstärkt. In Abschnitt 2.2.2 wurde erklärt, dass sich nur dann ein Feld innerhalb des nicht begrenzten plan-parallelen Resonators aufbauen kann, falls die zu den Photonen gehörenden elektromagnetischen Wellen eben sind und die Resonanzbedingung 2.4 erfüllen.

#### 2.3.1.1 Die Umlaufbedingung

Nur falls sich die Feldverteilung in einer beliebigen Ebene nach einem kompletten Umlauf bis auf einen positiven reellen Faktor  $\gamma$  reproduziert, ist eine konstruktive Überlagerung möglich. Für das Anschwingen des Lasers muss allerdings des Weiteren die Bedingung erfüllt sein, dass zu Beginn des Einschwingvorgangs die Verstärkung der aktiven Zone die Energieverluste (bislang quantifiziert durch einen reellen Faktor  $\gamma < 1$ ), die sich während eines kompletten Resonatorumlafs ergeben, mehr als kompensiert. Unter dieser Bedingung wird die elektromagnetische Welle nach jedem Umlauf ihre Amplitude vergrößern. Analog zu anderen physikalischen Resonanzsystemen ist die Verstärkung nicht unabhängig von der Amplitude der Welle<sup>29</sup>, so dass eine Sättigung der Feldamplitude und damit ein stationärer Zustand eintreten wird. In diesem Fall werden die Verluste eines Umlaufs exakt durch die Verstärkung der aktiven Zone kompensiert. Betrachtet man im stationären Zustand das Feld der elektro-magnetischen Welle im Resonator, so werden beide oben genannten Voraussetzungen erfüllt, falls folgende Umlaufbedingung erfüllt ist:

$$G_{th} \cdot \underbrace{r_1 \cdot r_2 \cdot \sqrt{(1 - V)} \cdot \exp(-j2kL)}_{\gamma} = 1 \quad (2.26)$$

mit  $G_{th}$  dem Schwellverstärkungsfaktor,  $r_1$ ,  $r_2$  den Feld-Reflexionsfaktoren<sup>30</sup> des oberen und unteren Spiegels und  $V$  dem Verlustfaktor. Diese Größen beschreiben

---

<sup>29</sup>Anschaulich kann dies folgendermaßen erklärt werden: die Verstärkung beruht auf stimulierter Emission, die wiederum proportional zur Intensität in der aktiven Zone ist. Da nur eine begrenzte Zahl von Ladungsträgern für die stimulierte Emission zur Verfügung steht, muss bei wachsender Intensität die Verstärkung zwangsläufig sinken.

<sup>30</sup>Die Annahme, die Spiegel seien ideal mit reellem negativen Reflexionsfaktor ist ab hier nicht mehr notwendig. Die Werte von  $r_1$  und  $r_2$  können auch komplex sein, wie es für reale Bragg-Spiegel auch der Fall ist.

die Verstärkung, die Spiegelverluste sowie weitere Verluste, z.B. durch Materialabsorption, die auf die Feldstärke der ebenen Welle während eines kompletten Umlaufs im Resonator einwirken. Es sei hier noch mal explizit darauf hingewiesen, dass diese Größen sich nicht auf die Intensität sondern auf das Feld der ebenen Welle beziehen. Außerdem bezeichnet  $k = 2\pi/\lambda$  die Ausbreitungskonstante der ebenen Welle und  $L$  den Spiegelabstand. Bisher wurden einige dieser Größen durch den Faktor  $\gamma$  repräsentiert.

Die entsprechende Umlaufbedingung für die Intensität der elektro-magnetischen Welle lautet:

$$G_{th}^2 \cdot \underbrace{R_1 \cdot R_2 \cdot (1 - V)}_{|\gamma|^2} = 1 \quad (2.27)$$

wobei hier nun  $R_1$  und  $R_2$  die Intensitätsreflexionsfaktoren des oberen bzw. unteren Spiegels und  $G_{th}^2$  die Verstärkung der Intensität der Welle nach einem Komplettumlauf bezeichnen. Der Verlustfaktor  $V$  für einen kompletten Umlauf wird meist in der Form

$$(1 - V) = \exp(-\alpha_{int} 2 L) \quad (2.28)$$

dargestellt, mit einem intensitätsbezogenen Verlustkoeffizienten  $\alpha_{int}$ , der alle internen Verluste, die z.B. durch Absorption ( $\alpha_{Abs}$ ), Streuung ( $\alpha_{Streu}$ ) oder Beugung ( $\alpha_{Beug}$ ) innerhalb des Resonators der Länge  $L$  entstehen, berücksichtigt. Damit gilt

$$\alpha_{int} = \alpha_{Abs} + \alpha_{Streu} + \alpha_{Beug} \quad (2.29)$$

Die Verluste durch unvollständige Reflektion der Welle an den beiden Reflektoren sind bereits durch  $R_i = |r_i|^2 < 1$  ( $i=1, 2$ ) in dem Modell integriert.

### Resonatorverluste durch Beugung

Im Falle des in transversaler Richtung unendlich ausgedehnten Fabry-Pérot-Resonators sind die Resonatormoden und deren ideale Anregung ebene Wellen, die ebenfalls in transversaler Richtung keine Begrenzung haben. In einem realen Laser werden sowohl die Anregung als auch der Resonatormode in transversaler Richtung begrenzt sein, so dass es zu Beugungseffekten innerhalb des Resonators und auch innerhalb der Bragg-Spiegel kommt [78]. Der Beugungsverlustfaktor  $V_{Beug}$  in einem plan-parallelen Resonator, in dem es keine zusätzlichen Wellenleitungsmechanismen gibt, kann mit Hilfe von folgender Gleichung abgeschätzt werden [33, 34]:

$$V_{Beug} = 1 - e^{-\alpha_{Beug} 2 L} = \frac{2}{2 + 3\xi^2 + \xi^4} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{L - d}{4 k W_{Spot}^2} \quad (2.30)$$



wobei  $d$  die Dicke der aktiven Zone und  $W_{spot}$  den Radius des Resonatormodes bezeichnet, sowie  $k = 2\pi/\lambda$ . Die Beugungsverluste können für lange Resonatoren und kleine Durchmesser der aktiven Zone beträchtlich ansteigen. Sie sind umso geringer, je größer der Modenradius bzw. der Querschnitt der aktiven Zone ausgelegt wird. Allerdings lässt sich letzterer bei Single-Mode-Laser nur sehr begrenzt steigern. Ab einem gewissen Durchmesser der aktiven Zone ist das Anschwingen mehrerer Moden ohne zusätzliche Vorkehrungen sehr wahrscheinlich<sup>31</sup>. Beugungsverluste sind daher ein wesentliches Problem von plan-parallelen Laserresonatoren. Durch eine zusätzliche Wellenführung, wie z.B. in Airpost-VCSEL [41, 42] ist es möglich, solche Verluste zu verringern. Eine bessere Alternative der Reduktion von Beugungsverlusten stellt die Verwendung eines plan-konkaven Resonators da. Hier wird der Mode durch die Krümmung des Spiegels eingeschnürt und so dessen transversale Modenabmessung durch die Geometrie des Resonators vorgegeben (siehe Abbildung 2.8). Gegenüber einem plan-parallelen Resonator sind die Beugungsverluste um ein Vielfaches verringert.

### 2.3.1.2 Der Schwellverstärkungskoeffizient $g_{th}$

Das Quadrat des Schwellverstärkungsfaktors,  $G_{th}^2$ , wird üblicherweise durch den auf die Intensität bezogenen Schwellverstärkungskoeffizienten  $g_{th}$  ausgedrückt:

$$G_{th}^2 = \exp(\Gamma_z g_{th} 2 L) \quad (2.31)$$

Die Verstärkung der aktiven Zone wird demnach auf die komplette Resonatorlänge  $L$  umgerechnet, während der eigentliche Schwellverstärkungskoeffizient des aktiven Materials  $g_{th}$  sich nur auf die Dicke der aktiven Zone bezieht. Den Zusammenhang zwischen dem effektiven Verstärkungskoeffizienten  $\Gamma_z g$  im Resonator und dem eigentlichen Verstärkungskoeffizienten des aktiven Materials  $g$  stellt der longitudinale Füllfaktor  $\Gamma_z$  her, auf den im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

Die Umlaufbedingung beschreibt somit die Ausbreitung einer einzelnen Welle im Resonator, dessen komplettes Medium den Schwellverstärkungskoeffizienten  $\Gamma_z g_{th}$  besitzt: die Welle durchläuft einmal die Resonatorlänge ( $1 \cdot \exp(\Gamma_z g_{th} L)$ ), wird anschließend an einem Spiegel reflektiert ( $\cdot R_1 = |r_1|^2$ ), passiert ein zweites Mal die Resonatorlänge ( $\cdot \exp(\Gamma_z g_{th} L)$ ) und wird schließlich am zweiten Spiegel in die Ausgangsposition reflektiert ( $\cdot R_2 = |r_2|^2$ ). Während des ganzen Umlaufs haben Verluste die Intensität der Welle um den Faktor  $\exp(-\alpha_{int} 2 L)$  geschwächt. Die Phase

---

<sup>31</sup>Höhere Moden werden effizient angeregt, falls die laterale Ausdehnung der aktiven Zone den Strahlradius  $w_{pm}$  der höheren Moden übersteigt.

der ebenen Welle erhöht sich während dieses Umlaufs um

$$\Delta\varphi = \varphi(r_1) + \varphi(r_2) - k \, 2L \quad (2.32)$$

wobei  $\varphi(r_i)$ ,  $i = 1, 2$  der wellenlängenabhängige Phasensprung darstellt, den die Welle während der Reflexion an dem Spiegel  $i$  erfährt. Man sagt, die Schwelle der Lasertätigkeit wird erreicht, sobald der Verstärkungskoeffizient den Wert  $g = g_{th}$  erreicht. Der Verstärkungskoeffizient  $g$  der aktiven Zone (Dicke:  $d$ ) ist abhängig von der Intensität der zu verstärkenden Welle, von der durch Pumpen erzeugte Ladungsträgerdichte  $N$ , und nicht zuletzt vom aktiven Material selbst. Die Bandstruktur des ausgewählten Materials entscheidet über den Wellenlängenbereich, in dem Verstärkung durch Rekombination von Ladungsträgern überhaupt nur möglich ist. Der Verstärkungskoeffizient  $g$  sättigt mit zunehmender Intensität der stehenden Welle, so dass die Intensität im Resonator nur bis zu einer von der Ladungsträgerdichte  $N$  in der aktiven Zone abhängenden Grenze ansteigt. Der Verlauf des ungesättigten Verstärkungskoeffizienten  $g$  lässt sich für kleine Intensitäten der optischen Welle durch

$$g = g_0(\lambda) \ln \left( \frac{N}{N_{trans}} \right) \quad (2.33)$$

approximieren. Dabei repräsentiert  $N$  die Ladungsträgerkonzentration in der aktiven Zone, die für den Prozess der Rekombination zur Verfügung steht,  $N_{trans}$  die Ladungsträgerkonzentration, bei der die aktive Zone transparent<sup>32</sup> wird und  $g_0$  den wellenlängenabhängigen Verstärkungskoeffizienten. Die Intensitätsabhängigkeit wird weiter unten im Abschnitt „Ladungsträgerbilanz“ erläutert.

Beim Durchgang durch ein aktives Medium erhöht sich die Intensität einer transmittierten Welle um den Faktor  $\exp(g \cdot d)$ , bzw. deren Feldamplitude um den Faktor  $\exp(g/2 \cdot d)$ . Diese Verstärkung kann als Imaginärteil  $n_i = \Im\{n\}$  des Brechungsindex der aktiven Zone modelliert werden, indem für die hinlaufende<sup>33</sup> ebene Welle nach Gleichung 2.10

$$n_i = \frac{g}{2 k_0} \quad (2.34)$$

---

<sup>32</sup>Falls die aktive Zone nicht oder nur schwach gepumpt wird ( $N \leq N_{trans}$ ), werden eindringende Photonen im Mittel absorbiert statt verstärkt. Bei der Ladungsträgerkonzentration  $N = N_{trans}$  herrscht ein Gleichgewicht zwischen Absorption und Verstärkung, so dass die Welle die aktive Schicht unverändert passiert.

<sup>33</sup>Die in positive  $z$ -Richtung hinlaufende Welle sei proportional zu  $\exp(j\omega t - jk_0 n z)$ . Für die rücklaufende Welle ( $\propto \exp[j\omega t + jk_0 n z]$ ) muss der negative Wert von  $n_i$  als Imaginärteil des Brechungsindex gewählt werden.

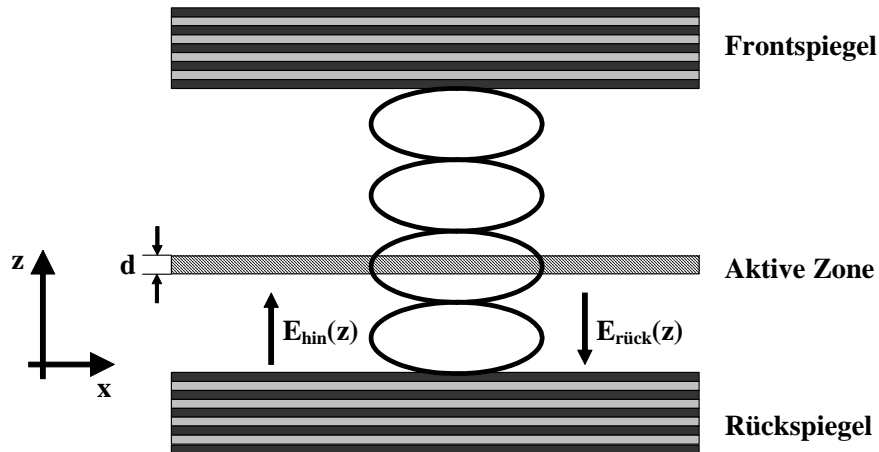


Abbildung 2.9: Veranschaulichung des stehenden Wellefeldes im aktiven Resonator. Die dünne aktive Zone befindet sich im Wellenbauch.

gewählt wird, wobei  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  gilt.

Die Rückkopplung des Resonators führt zu einer stehenden bzw. zu zwei hin- und rücklaufenden interferierenden Wellen. Die Wirkung einer dünnen aktiven Zone mit Materialverstärkung  $g$  auf eine Welle im Resonator wird durch den longitudinalen Füllfaktor  $\Gamma_z$  beschrieben, der nun im Anschluss genauer betrachtet werden soll.

### 2.3.1.3 Der longitudinale Füllfaktor $\Gamma_z$

Eine im Vergleich zur Wellenlänge dünne<sup>34</sup> aktive Schicht, die sich genau an der Position eines Knotens der stehenden Welle befindet, ist unabhängig von der Größe des Verstärkungskoeffizienten  $g$  nicht in der Lage, die hin- oder rücklaufende Welle durch stimulierte Emission zu verstärken. Andererseits ist leicht einzusehen, dass die Interaktion mit der stehenden Welle maximal ist, wenn sich die aktive Schicht im Maximum der stehenden Welle befindet, siehe Abbildung 2.9. Im folgenden soll der Einfluss der Verstärkung der aktiven Zone auf die hin- und rücklaufenden Wellen im Resonator untersucht werden.

Außerhalb eines Resonators würde die Intensität einer Welle um den Faktor  $\exp(g \cdot d)$  verstärkt. Die Überlagerung der hin- und rücklaufenden Welle im Resonator führt dazu, dass die Amplitude der resultierenden stehenden Welle im Wellenbauch doppelt so groß und die Intensität vierfach so groß ist wie die einer Welle außerhalb

<sup>34</sup>Die aktive Zone wird als dünn bezeichnet, falls ihre Dicke viel kleiner als die Wellenlänge ist, d.h.  $d \ll \lambda$ .

eines Resonators. Da die stimulierte Emission proportional zur Intensität  $I \propto |E|^2$  ist und sich gleichmäßig auf hin- und rücklaufende Welle im Resonator verteilt, steigt die effektive Verstärkung jeder einzelnen Welle um den Faktor 2 auf  $\exp(2 \cdot g \cdot d)$  innerhalb des Resonators an.

Dieser Sachverhalt gilt allerdings nur für eine dünne aktive Zone im Wellenbauch. Allgemein definiert man einen longitudinalen Füllfaktor  $\Gamma_z$  als Anteil der Intensität der stehenden Welle, die mit dem aktiven Medium überlappt. Die exakte Definition lautet:

$$\Gamma_z = \frac{\int_d |E(z)|^2 dz}{\int_L |E(z)|^2 dz} \quad (2.35)$$

wobei  $E(z)$  aus der Überlagerung der Feldstärke der hin- und rücklaufenden ebenen Wellen,  $E^{hin}(z)$  und  $E^{rück}(z)$ , entsteht. Des Weiteren definiert man einen relativen Füllfaktor  $\Gamma_r$  durch

$$\Gamma_z = \frac{d}{L} \cdot \Gamma_r. \quad (2.36)$$

Dadurch lässt sich die Intensitätsverstärkung beim einmaligen Durchgang einer Welle durch die aktive Zone innerhalb des Resonators durch  $\exp(\Gamma_z \cdot g \cdot L)$  bzw.  $\exp(\Gamma_r \cdot g \cdot d)$  ausdrücken. Anschaulich wird durch den longitudinalen Füllfaktor  $\Gamma_z$  die ursprüngliche Verstärkung  $g$  der aktiven Zone der Dicke  $d$  auf die komplette Resonatorlänge  $L$  umgerechnet. Weiterhin wird durch  $\Gamma_r$  die Erhöhung des Verstärkungskoeffizienten  $g$  in Folge der Interferenzen innerhalb des Resonators für die hin- und rücklaufende Welle je nach Position der aktiven Zone relativ zur stehenden Welle berücksichtigt. Beispielsweise ergibt sich für den plan-parallelen Resonator, bei dem sich ein Spiegel in der Ebene  $z = 0$  befindet, unter der Annahme  $E^{hin}(z)|_{z=0} = -E^{rück}(z)|_{z=0}$ , bzw.  $r = -1$  und mit Gleichung 2.10 eine Feldverteilung der stehenden Welle  $E(z)$  der Form:

$$E(z) = -j 2 E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_{Res}} z\right). \quad (2.37)$$

Für eine dünne aktive Zone, die sich exakt in einem Wellenbauch der stehenden Welle befindet, liefert Gleichung 2.35 für Gleichung 2.37 und mit Gleichung 2.4 den Wert  $\Gamma_z = d/L \cdot 2$ , bzw.  $\Gamma_r = 2$ . Dies bedeutet, dass die eigentliche Verstärkung  $g$  der aktiven Zone aufgrund der Rückkopplung des Resonators an dieser Position doppelt so stark auf die hin- und rücklaufende Welle wirkt. Andererseits nimmt der longitudinale Füllfaktor für eine im Vergleich zur Wellenlänge sehr dicke aktive Schicht den Wert  $\Gamma_z = d/L$ , bzw.  $\Gamma_r = 1$ , ein, so dass die Position der aktiven Zone keine Vorteile mehr bezüglich der Verstärkung bringt.

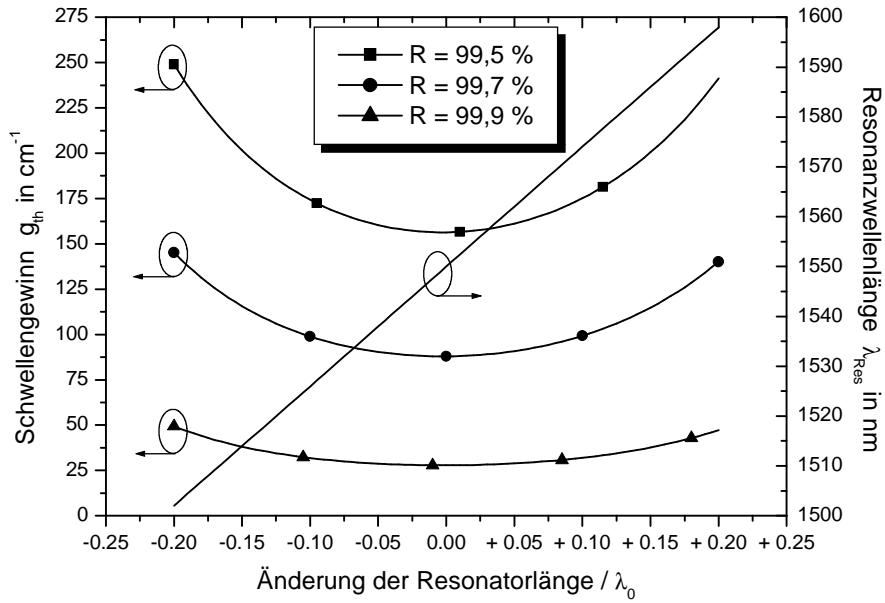


Abbildung 2.10: Der Schwellverstärkungskoeffizient und die Resonanzwellenlänge als Funktion der Resonatorlängenänderung für verschiedene Reflektivitäten  $R$  beider Spiegel. Ohne Auslenkung beträgt die Resonatorlänge  $7\lambda_0$  ( $\lambda_0 = 1550\text{ nm}$ ) und die Mitte der aktiven Zone befindet sich exakt im Maximum der stehenden Welle.

Für einen abstimmbaren VCSEL mit dünner aktiver Zone bedeutet dies, dass die effektive Verstärkung nicht nur aufgrund der Materialeigenschaft der aktiven Zone sondern auch über den Füllfaktor von der Wellenlänge abhängt. Abbildung 2.10 zeigt einen typischen Verlauf des Schwellverstärkungskoeffizienten als Funktion der Auslenkung eines Resonatorspiegels für verschiedene Spiegelreflektivitäten. Der Verstärkungskoeffizient  $g$  des aktiven Materials sei in diesem Bereich selbst nicht wellenlängenabhängig. Dennoch steigt der Schwellverstärkungskoeffizient an, da sich durch Änderung der Resonanzwellenlänge das Maximum der stehenden Welle relativ zu der Position der aktiven Zone verschiebt und somit der Füllfaktor sinkt. Diese 1-dimensionale Simulation basiert auf der Transfermatrix-Methode<sup>35</sup>. Da außer den Auskoppelverlusten der Spiegel keine weiteren Verluste berücksichtigt wurden, ergeben sich hier vergleichsweise geringe Schwellverstärkungskoeffizienten.

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussage treffen:

- Für das Anschwingen des plan-parallelen Resonators bei der Wellenlänge  $\lambda$

<sup>35</sup>siehe Anhang A.

muss folgende Umlaufbedingung nach Betrag und Phase erfüllt sein:

$$\exp\left(\frac{\Gamma_z g_{th}}{2} 2L\right) \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot \exp\left(-\frac{\alpha_{int}}{2} 2L\right) \cdot \exp(-j 2kL) = 1 \quad (2.38)$$

mit  $k = 2\pi/\lambda$ .

- Dies gelingt nur dann, falls der Verstärkungskoeffizient  $g$  des aktiven Mediums mindestens den Wert des Schwellverstärkungskoeffizient

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma_z} \left( \alpha_{int} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (2.39)$$

erreicht.

- Die Wellenlänge  $\lambda$  muss mit der Resonanzwellenlänge des Resonators  $\lambda_{Res}$  übereinstimmen, damit die Phasenbedingung von Gleichung 2.38 erfüllt wird:

$$\varphi_{r_1}(\lambda) + \varphi_{r_2}(\lambda) - 2 \frac{2\pi}{\lambda} L = 0 \quad (2.40)$$

- Eine dünne aktive Zone verstärkt nur dann das Feld im Resonator maximal, wenn sie sich in einem Bauch der stehenden Welle befindet. Für kleine Intensitäten, d.h. im ungesättigten Fall, ist dann der Verstärkungskoeffizient doppelt so groß wie der Materialverstärkungskoeffizient  $g$  außerhalb eines Resonators.

#### 2.3.1.4 Ladungsträgerbilanz

Es wurde bereits erwähnt, dass der Verstärkungskoeffizient  $g$  der aktiven Zone von der Intensität der zu verstärkenden Welle abhängt. Dadurch sättigt der Intensitätsanstieg im Resonator und es tritt nach Erreichen einer Intensität  $I_s$  ein stationärer Zustand ein. Um diesen Zusammenhang genauer zu untersuchen, wird eine Bilanz der Ladungsträger in der aktiven Zone aufgestellt. Auf der linken Seite der Bilanzgleichung stehen die Effekte, die zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte  $N$  führen, während auf der rechten Seite der Gleichung die Prozesse gelistet sind, welche die Ladungsträgerkonzentration verringern. Für den Fall der elektrisch gepumpten VCSEL, wird bei einer homogen angenommenen Stromdichte  $J$  fortwährend die Ladungsträgerkonzentration mit einer Rate von

$$\left[ \frac{\partial N}{\partial t} \right]_{Pumpe} = + \frac{J}{q d} \quad (2.41)$$

in der aktiven Zone erhöht. Gleichzeitig führen verschiedene Verlustmechanismen dazu, dass die Ladungsträgerkonzentration mit einer Rate von

$$\left[ \frac{\partial N}{\partial t} \right]_{Verluste} = - \left( \frac{N}{\tau_{nr}} + B N^2 + C N^3 \right) \quad (2.42)$$

sinkt. Diese Verlustmechanismen sind nicht-strahlende Rekombination ( $\sim N$ ), spontane Emission ( $\sim N^2$ ) und Auger Rekombination ( $\sim N^3$ ). Gerade die beiden letztgenannten Anteile sind bei langwelligen VCSEL, die in der Regel auf einem InP-Materialsystem basieren, nicht zu vernachlässigen [25]. Durch stimulierte Emission, die zu einer Verstärkung der hin- bzw. rücklaufenden Welle im Resonator führt, wird ebenfalls die Ladungsträgerkonzentration mit einer Rate von

$$\left[ \frac{\partial N}{\partial t} \right]_{\text{Verstärkung}} = -v_g g S = -\Gamma_r g \frac{\sigma_I |E^{\text{hin}}|^2 + \sigma_I |E^{\text{rück}}|^2}{h \nu} \quad (2.43)$$

verringert, wobei  $h\nu$  die Energie  $\mathcal{E}$  eines Photons,  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit,  $S$  die Photonendichte und  $\sigma_I$  die Proportionalitätskonstante zwischen  $|E|^2$  und der dazugehörigen Intensität  $I$  symbolisieren<sup>36</sup>. Interferenzen zwischen der hin- und rücklaufenden Wellen werden hier ausschließlich, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, durch den relativen Füllfaktor  $\Gamma_r$  berücksichtigt. Für verlustarme Resonatoren gilt  $|E^{\text{hin}}| \approx |E^{\text{rück}}|$ , so dass die Gesamtbilanz der Ladungsträgerkonzentration durch die Gleichung

$$\frac{J}{q d} = \frac{N}{\tau_{nr}} + B N^2 + C N^3 + 2 \Gamma_r g \frac{\sigma_I |E^{\text{hin}}|^2}{h \nu} \quad (2.44)$$

beschrieben werden kann<sup>37</sup>. Befindet sich außerdem die dünne aktive Zone im Maximum der stehenden Welle ( $\Gamma_r = 2$ ), so kann der Term in Gleichung 2.44 folgendermaßen umgeformt werden:

$$2 \Gamma_r |E^{\text{hin}}|^2 \approx \Gamma_r (|E^{\text{hin}}|^2 + |E^{\text{rück}}|^2) \approx |E^{\text{hin}} + E^{\text{rück}}|^2 = |E_{QW}|^2 \quad (2.45)$$

Dies verdeutlicht die Berücksichtigung der Interferenz, wobei hier die Gesamtfeldstärke der stehenden Welle in der aktiven Zone mit  $E_{QW}$  bezeichnet wurde.

Direkt nach dem Einschalten des Pumpstroms ist die stimulierte Emission aufgrund der geringen Intensität vernachlässigbar, so dass eine aus dem Rauschen anschwingende Welle eine maximale Ladungsträgerkonzentration  $N$  und damit nach

<sup>36</sup>Die optische Intensität sei definiert als  $I = \sigma_I \cdot |E|^2$  mit  $\sigma_I = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 n$ . Die Einheit von  $\sigma_I$  lautet damit  $[A/V]$ .

Aus  $\frac{dS}{dx} = g S$  und  $dx = v_g dt$  wird  $\frac{dS}{dt} = v_g g S$ .

Da zur Erzeugung eines Photons eine Rekombination stattfindet gilt  $\frac{dN}{dt} = -\frac{dS}{dt}$ .

Formal wird aus:  $v_g S = \frac{v_g}{dV} S dV = \frac{v_g}{dV} \frac{d\mathcal{E}}{h\nu} = \frac{v_g}{dV} \frac{P dt}{h\nu} = \frac{dx/dt}{A dx} \frac{P dt}{h\nu} = \frac{dx}{dx} \frac{dt}{dt} \frac{P/A}{h\nu} = \frac{I}{h\nu}$ .

<sup>37</sup>Es wurde hier angenommen, dass nur ein einziger Mode anschwingt. Falls es mehrere Moden im Resonator gibt, so ist  $|E^{\text{hin}}|^2$  durch  $\sum_q |E_q^{\text{hin}}|^2$  zu ersetzen.

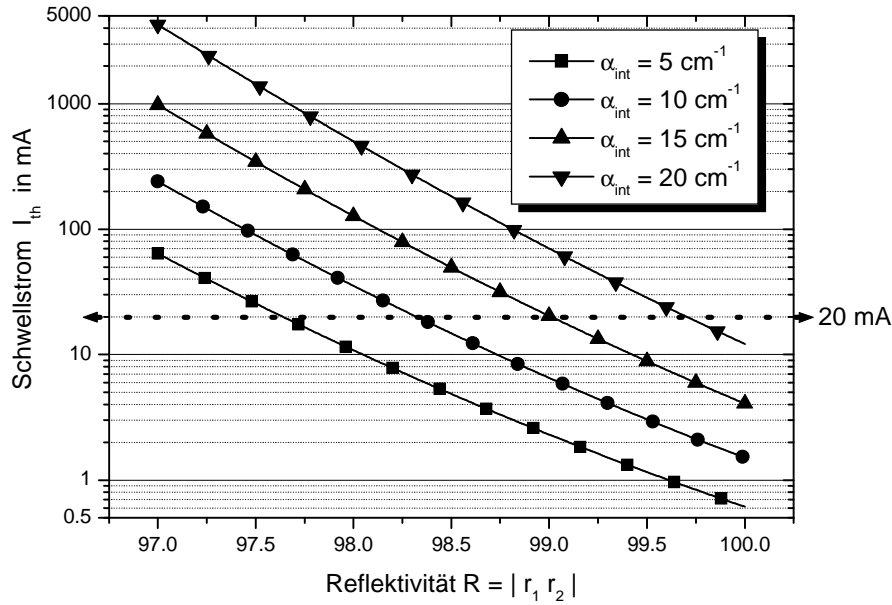


Abbildung 2.11: Berechnung des Schwellstroms  $I_{th} = J_{th} A_{eff}$  in Abhängigkeit der Spiegelreflektivität für unterschiedlich hohe interne Verluste.

Gleichung 2.33 einen maximalen, ungesättigten Verstärkungskoeffizient  $g$  in der aktiven Zone vorfindet. Mit dem Anstieg ihrer Intensität, baut die Welle durch stimulierte Emission zunehmend die Ladungsträgerkonzentration  $N$  ab, so dass auch eine Reduzierung des Verstärkungskoeffizienten  $g$  die Folge ist. Der stationäre Zustand tritt ein, wenn die Intensität der Welle sich nach einem Umlauf nicht mehr ändert. Dies aber bedeutet, dass die Umlaufbedingung 2.38 erfüllt ist und damit der Verstärkungskoeffizient im stationären Zustand ebenfalls den Wert  $g = g_{th}$  annimmt. Aus Gleichung 2.33 ergibt sich eine zugehörige Ladungsträgerkonzentration im stationären Zustand von  $N = N_{th} = N_{trans} \exp(g_{th}/g_0)$ . Aus der Bilanzgleichung 2.44 lässt sich nun die Sättigungsintensität  $I_s$  der hin- und rücklaufenden Wellen oberhalb der Schwelle

$$I_s = \frac{h \nu}{g_{th}} \left( \frac{J}{q d} - \frac{N_{th}}{\tau_{nr}} - B N_{th}^2 - C N_{th}^3 \right) \quad (2.46)$$

ermitteln. Die optische Leistung  $P_{out,i}$ , die der VCSEL dann durch den verlustfreien Spiegel  $i$  ( $i = 1, 2$ ) abgestrahlt, kann dann durch

$$P_{out,i} \approx (1 - R_i) \cdot I_s \cdot A_{eff} \quad (2.47)$$

ausgedrückt werden, wobei  $A_{eff}$  den effektiven Modenquerschnitt der elektromagnetischen Welle angibt.



### 2.3.1.5 Schwellstromdichte $J_{th}$

Unterhalb der Laserschwelle, d.h. wenn die Verstärkung noch zu gering ist, um die Umlaufbedingung zu erfüllen, wird die abgestrahlte Intensität im Wesentlichen durch spontane Emission bestimmt. Die Schwelle, ab der sich im VCSEL eine durch stimulierte Emission verstärkte Welle aufbauen kann, wird im Allgemeinen durch die Schwellstromdichte  $J_{th}$  in der Einheit  $\frac{kA}{cm^2}$  angegeben. Die Schwellstromdichte führt zu einer Verstärkung, die gerade die Verluste im Resonator ausgleicht. Stimulierte Emission ist bei dieser Stromstärke noch zu vernachlässigen, so dass sich aus Gleichung 2.44 ergibt:

$$J_{th} = q d \left( \frac{N_{th}}{\tau_{nr}} + B N_{th}^2 + C N_{th}^3 \right) . \quad (2.48)$$

Diese Stromdichte führt dementsprechend noch zu keiner kohärenten Ausgangsleistung, so dass  $I_s = 0$  gilt. Abbildung 2.11 zeigt beispielhaft den Einfluss der Spiegelreflektivität auf den Schwellstrom eines Lasers, dessen Parameter in Tabelle 2.2 angegeben sind.

Setzt man den für  $J_{th}$  gefundenen Ausdruck in Gleichung 2.46 ein, so ergibt sich mit Gleichung 2.47 für die Leistung, die den Spiegel  $i$  über die effektive Fläche  $A_{eff}$  verlässt:

$$P_{out,i} \approx A_{eff} \frac{(J - J_{th})}{q} h \nu \frac{(1 - R_i)}{g_{th} d} \quad (2.49)$$

### 2.3.1.6 Differentieller Quantenwirkungsgrad $\eta_d$

Wie in den vorausgegangenen Abschnitten beschrieben, gibt es im Wesentlichen zwei verschiedene Verlustarten, die einen Einfluss auf die optische Ausgangsleistung eines Lasers haben:

- a) interne optische Verluste durch Absorption, Streuung oder Beugung, die durch die Größe  $\alpha_{int}$  repräsentiert werden (Gleichung 2.28) und
- b) Ladungsträgerverluste in dem aktiven Medium durch diverse Arten von Rekombination, die nicht zu einer Verstärkung der optischen Welle beitragen. Diese werden durch die Größe  $J_{th}$  erfasst (Gleichung 2.48).

Man definiert nun einen sogenannten differentiellen Quantenwirkungsgrad  $\eta_d$ , für den sich mit Hilfe von Gleichung 2.39 Folgendes ergibt:

$$\eta_d = \frac{P_{out}}{P_{out} + P_{Verlust}} = \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}}{\alpha_{int} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}} . \quad (2.50)$$

Tabelle 2.2: Einige Werte der Parameter, die in den diversen Simulationen dieses Kapitels exemplarisch verwendet wurden.

<i>Symbol</i>	<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>
$L$	Resonatorlänge	$9 \lambda_0$
$\lambda_0$	nominale Wellenlänge	$1550 \text{ nm}$
$d$	Dicke der aktiven Zone	$50 \text{ nm}$
$A_{eff}$	Fläche der aktiven Zone	$\pi(10 \mu\text{m})^2/4$
$\Gamma_z$	longitudinaler Füllfaktor	$2 d/L$
$\tau_{nr}$	Ladungsträgerlebensdauer	$5 \text{ ns}$
$B$	Koeffizient Spontane Rekombination	$1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
$C$	Koeffizient Auger-Rekombination	$3,5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$
$D$	Diffusionskonstante der Ladungsträger	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$
$g_0$	Verstärkungskoeffizient	$1300 \text{ cm}^{-1}$
$N_{trans}$	Transparenz-Ladungsträgerkonzentration	$1,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$q$	Elementarladung	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
$h$	Planck'sche Wirkungsquantum	$6,626 \cdot 10^{-34} \text{ W s}^2$

Hierbei ist  $P_{out}$  die optische Leistung, die den Laser durch die beiden Spiegel verlässt und  $(P_{out} + P_{Verlust})$  die durch die aktive Zone erzeugte optische Gesamtleistung. Abbildung 2.12 zeigt die Abhängigkeit des differentiellen Quantenwirkungsgrads eines Lasers von der Spiegelreflektivität. Alle weiteren konstanten Laserparameter sind in Tabelle 2.2 gelistet. Mit der Definition des differentiellen Quantenwirkungsgrads ergibt sich näherungsweise eine lineare Verbindung zwischen der optischen Ausgangsleistung des Lasers  $P_{out}$  und der Erzeugung von Ladungsträgern in der aktiven Zone  $J$  herzustellen [33]:

$$P_{out} \approx \frac{A_{eff} (J - J_{th})}{q} \cdot h \nu \cdot \eta_d \quad (2.51)$$

wobei hier  $h \nu$  die Energie der erzeugten Photonen und  $A_{eff}$  die effektive Fläche der aktiven Zone bzw. des Modenquerschnitts darstellen<sup>38</sup>. Dieser lineare Zusammenhang zwischen der Ausgangsleistung eines Lasers und der Stärke der Anregung in Form

---

<sup>38</sup>In diesem 1-dimensionalen Modell ist die transversale Ausdehnung des Modes und der aktiven Zone gleich.

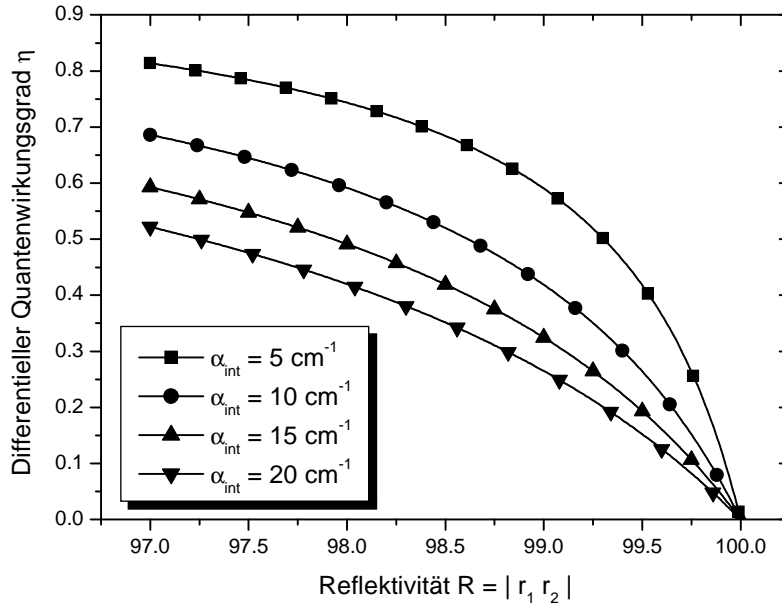


Abbildung 2.12: Differentieller Quantenwirkungsgrad  $\eta_d$  für unterschiedlich hoch angenommene interne Verluste  $\alpha_{int}$ .

der Pumpstromdichte<sup>39</sup> wird messtechnisch bei elektrisch gepumpten Lasern durch die sog. PI-Kurve, bei der die Ausgangsleistung des Lasers über dem Pumpstrom aufgetragen wird, erfasst. Allerdings gilt der lineare Zusammenhang von Gleichung 2.51 nur oberhalb der Laserschwelle  $J \geq J_{th}$  und nur solange noch keine nicht-linearen Sättigungseffekte in Erscheinung treten. Des Weiteren müssen Verluste z.B. in Folge von Leckströmen durch einen zusätzlichen internen Wirkungsgrad  $\eta_i$  berücksichtigt werden, so dass für den Gesamtwirkungsgrad gilt:  $\eta = \eta_i \eta_d$ .

### 2.3.1.7 Optimale Reflektivität der Resonatorspiegel

Die Reflektivitäten der beiden Resonatorspiegel beeinflussen die Ausgangsleistung  $P_{out}$  des Lasers. Es soll im Folgenden zunächst angenommen werden, dass beide Spiegel die gleiche Reflektivität  $R_1 = R_2 = R = |r_1 r_2|$  besitzen. Für den Fall, dass der Reflexionsfaktor der Spiegel den Maximalwert  $R = 1$  annimmt, kann die optische Welle den Resonator nicht verlassen und es gilt  $P_{out} = \eta = 0$  (Gleichung 2.50). Für das andere Extremum  $R = 0$  wird es auch zu keiner Laseremission kommen, da nun wegen Gleichung 2.39 für den Grenzwert  $\lim_{R \rightarrow 0} g_{th} = \infty$  gilt und damit  $\lim_{R \rightarrow 0} J_{th} = \infty$ , so dass die Laserschwelle theoretisch nur mit einer unendlichen

<sup>39</sup>Gleichung 2.49 zusammen mit Gleichung 2.39 und Gleichung 2.51 liefern für hochreflektierende Spiegel ( $\lim_{R \rightarrow 1}$ ) die gleichen Ergebnisse, da dann gilt:  $\ln \frac{1}{R} \approx 1 - R$ .

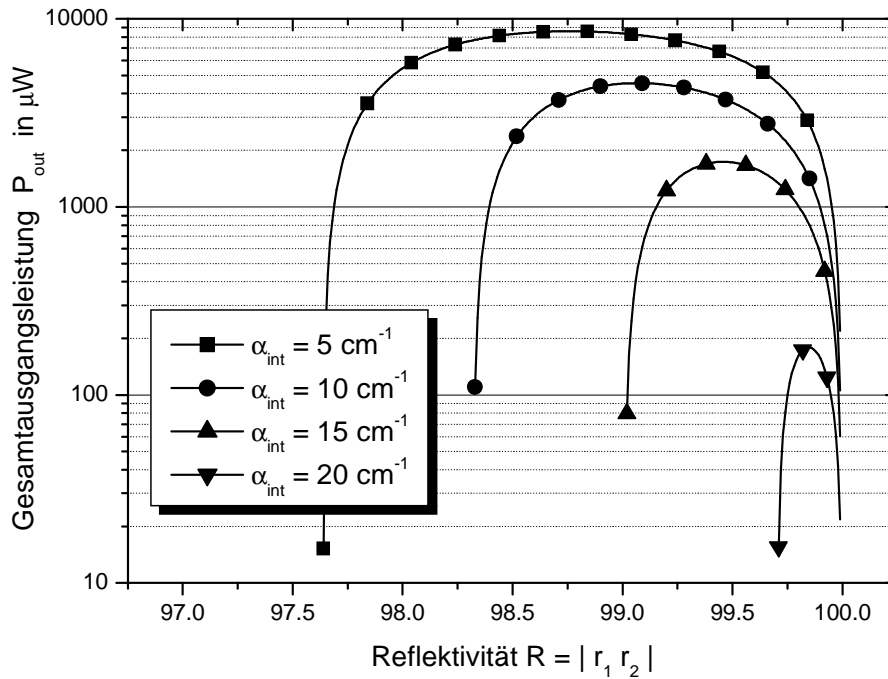


Abbildung 2.13: Berechnung der Gesamtausgangsleistung  $P_{out}$ , die den Laser bei einem Pumpstrom von  $I = 20 \text{ mA}$  über beide Resonatorspiegel verlässt, in Abhängigkeit der Spiegelreflektivität und für verschiedene interne Verlustkoeffizienten  $\alpha_{int}$ .

Pumpleistung erreicht werden könnte. Dies legt die Vermutung nahe, dass es ein Optimum für die Spiegelreflektivität gibt, bei dem der Laser bei einer konstanten Pumpstromdichte eine maximale optische Ausgangsleistung abgibt. Abbildung 2.13 zeigt das Ergebnis einer numerischen Berechnung der Laserausgangsleistung für verschiedene interne Verlustkoeffizienten  $\alpha_{int}$ . Der Pumpstrom wurde mit  $I = 20 \text{ mA}$  gewählt, so dass entsprechend Abbildung 2.11 für alle Verlustkoeffizienten die Laserschwelle erreicht wird. Alle übrigen Laserparameter wurden wieder gemäß Tabelle 2.2 gewählt. Im Diagramm ist die Summe der optischen Leistung, die den Resonator über Spiegel 1 und Spiegel 2 verlässt, dargestellt. Die Aufteilung der Leistung auf die beiden Resonatorspiegel geschieht entsprechend dem Verhältnis der Leistungstransmissionsfaktoren  $T_i = 1 - R_i$  mit  $i = 1, 2$ . Für verlustarme Resonatorspiegel ergibt sich demnach für die Leistung  $P_{out,i}$ , die den Spiegel  $i$  verlässt:

$$P_{out,i} = P_{out} \cdot \frac{T_i}{T_1 + T_2} = P_{out} \cdot \frac{1 - R_i}{2 - R_1 - R_2} \quad (2.52)$$

Daher sollte in der Praxis derjenige Resonatorspiegel, der für die Nutzung der optischen Leistung nicht zur Verfügung steht, maximal reflektierend sein. Die optimale Reflektivität des Auskoppelspiegels (z.B.  $R_2$ ) ergibt sich dann zu  $R_2 = R_{max}^2 / R_1$  wo-

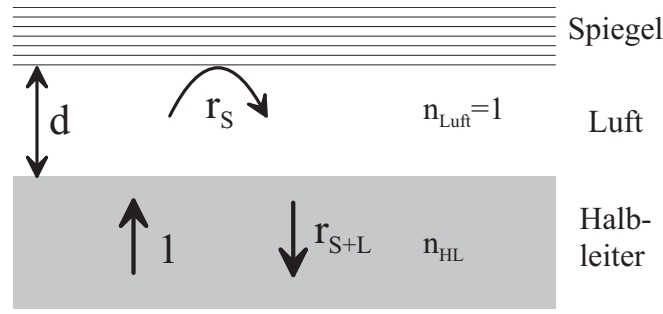


Abbildung 2.14: Modell zur Berechnung des Reflexionsfaktors einer Kombination aus Spiegel und Luftspalt.

bei  $R_{max}$  die optimale Reflektivität aus Abbildung 2.13 bezeichnet.

### 2.3.2 Plan-parallele Luftspalt-Resonatoren

Die Wellenlängenänderung eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELs beruht auf der Resonatorlängenänderung durch Auslenkung eines beweglichen Resonatorspiegels. Aus diesem Grund gibt es zwangsläufig einen Luftspalt innerhalb des Resonators, zwischen dem beweglichen Spiegel und dem Halbleitermaterial, in dem die aktive Zone und der Rückspiegel integriert sind (der sogenannte „aktive Chip“). Solche Resonatoren sollen im Folgenden als „Luftspalt-Resonatoren“ bezeichnet werden. Durch Änderung der Luftspaltlänge  $d$  kann die Wellenlänge des Lasers durchgestimmt werden. Aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds am Übergang vom Halbleiter (z.B.  $n_{InP} = 3,17$ ) auf Luft ( $n_{Luft} = 1$ ) und der daraus resultierenden starken Reflexionen für die hin- und rücklaufende Welle verhält sich ein Luftspalt-Resonator anders als Resonatoren mit vergleichsweise homogenem Medium.

#### 2.3.2.1 Reflektivität von Spiegel plus Luftspalt

Zunächst soll der Reflexionsfaktor einer Kombination aus Spiegel mit Reflektivität  $R_S = |r_S|^2$  und Luftspalt (Länge  $d$ ) aus Sicht einer aus dem Halbleitermaterial kommenden ebenen Welle untersucht werden (siehe Abbildung 2.14). Aus den Stetigkeitsbedingungen der tangentialen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten ermittelt man für den Reflexionsfaktor  $r_{S+L}$  von Spiegel plus Luft als Funktion der Vakuum-Wellenlänge  $\lambda_0$ :

$$r_{S+L} = \frac{n_{HL} - n_{S+L}(\lambda_0)}{n_{HL} + n_{S+L}(\lambda_0)} \quad \text{mit} \quad n_{S+L}(\lambda_0) = n_{Luft} \cdot \frac{1 - r_S \exp(j \frac{2\pi}{\lambda_0} d)}{1 + r_S \exp(j \frac{2\pi}{\lambda_0} d)} \quad (2.53)$$

In Abbildung 2.15 sind der Leistungsreflexionsfaktor und die Reflexionsphase einer

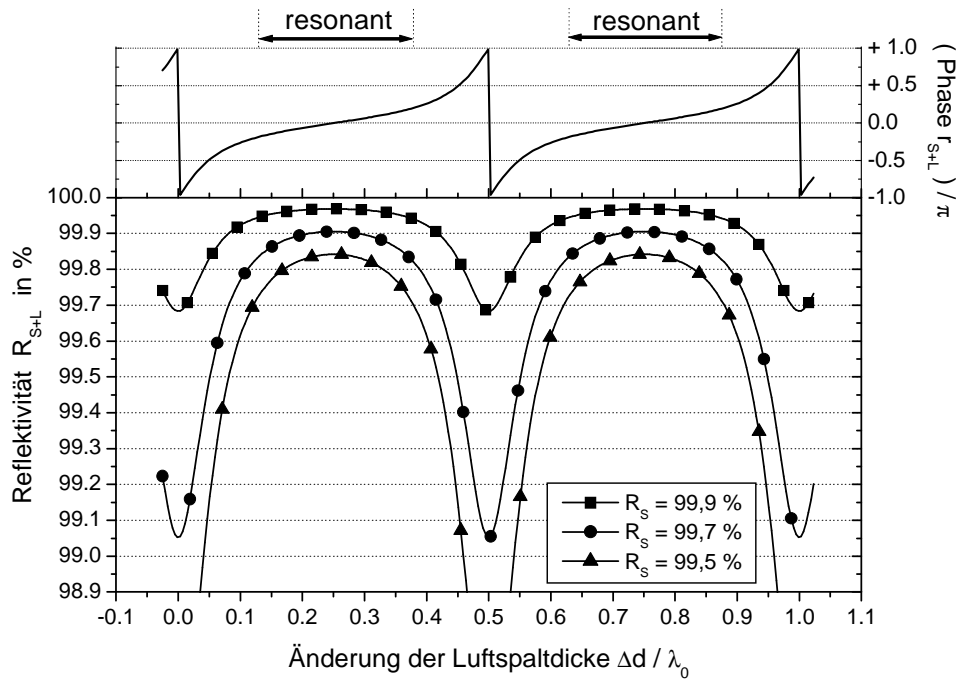


Abbildung 2.15: Effektive Reflektivität und Phase des Reflexionsfaktors einer Kombination aus idealem Spiegel (Reflektivität  $R_S$  gegen Luft) plus Luftspalt (Länge  $d$ ) für eine aus InP-Material kommende ebene Welle mit Vakuum-Wellenlänge  $\lambda_0$ .

solchen Kombination in Abhängigkeit der Luftspaltlänge für verschiedene Spiegelreflektivitäten dargestellt. Der Reflexionsfaktor  $r_{S+L}$  zeigt eine periodische Abhängigkeit mit der Periode  $\lambda_0/2$ . Es zeigt sich, dass je nach Luftspaltlänge die Reflektivität des Spiegels sowohl verstärkt als auch beträchtlich herabgesetzt werden kann. So kann die Kombination aus Luftspalt und Spiegel mit  $R_S = 99,7\%$  Reflektivität gegen Luft, wie in der Abbildung 2.15 gezeigt, eine effektive Reflektivität zwischen  $99,05\%$  und  $99,9\%$  aus Sicht des Halbleiters erreichen. Hieraus ergibt sich ein unmittelbarer Einfluss auf den Schwellenverstärungskoeffizienten  $g_{th}$  des Lasers. Die Reflexionsphase weicht ebenso von einem linearen Verlauf, wie man ihn in einem Resonator mit homogenem Medium erwarten würde, ab. Dies beeinflusst direkt das Abstimmverhalten und insbesondere die Abstimmempfindlichkeit  $\frac{\partial \lambda_{Res}}{\partial d}$ , die bei höchster effektiver Reflektivität  $R_{S+L}$  allerdings am geringsten ist, wie man der Abbildung 2.15 entnehmen kann.

### 2.3.2.2 Feldverteilung im Luftspalt-Resonator

Die Auswahl eines Arbeitsbereichs für die Luftspaltänderung, in dem der abstimmbare Laser gemäß Abbildung 2.15 betrieben werden soll, wird nicht durch die Luft-

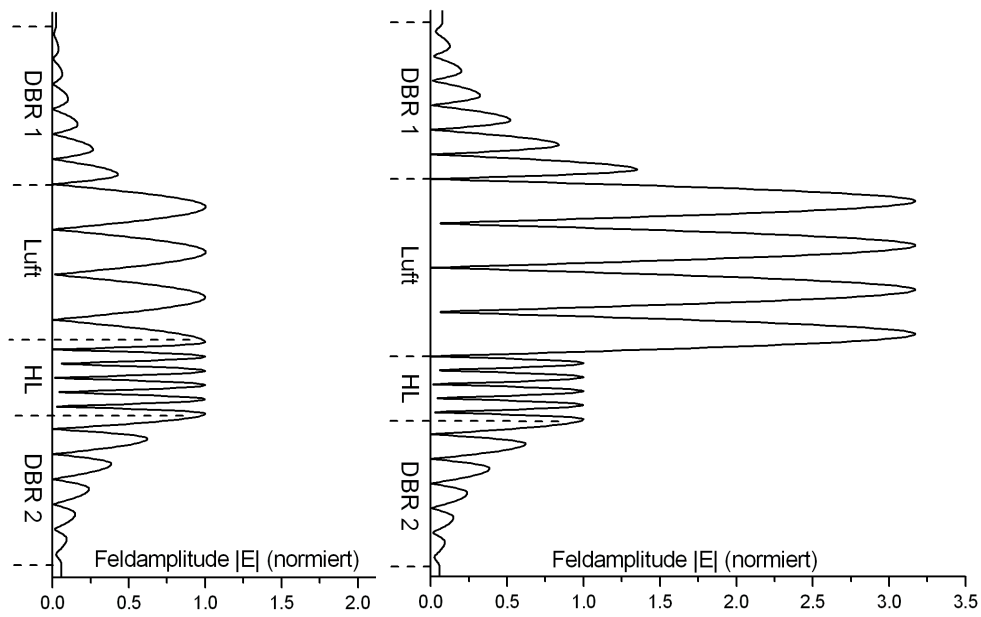


Abbildung 2.16: Feldverteilung der stehenden Welle mit einer resonanten (links) und einer nicht-resonanten Halbleiterstruktur (rechts). Die Halbleiterschicht (HL) ist im resonanten Fall um genau  $\lambda/4$  optisch dicker als die nicht-resonante Struktur.

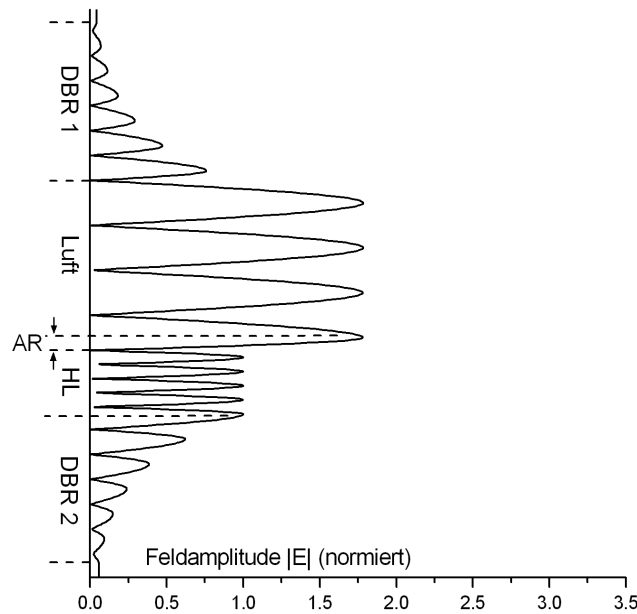


Abbildung 2.17: Feldverteilung der stehenden Welle mit einer Anti-Reflexionsschicht am Übergang Halbleiter/Luft. Die Normierung wurde zum besseren Vergleich mit Abbildungen 2.16 so gewählt, dass die Amplitude innerhalb des Halbleiters in allen drei Fällen gleich groß ist.

spaltlänge, sondern vielmehr durch das Design des aktiven Chips getroffen. In Abhängigkeit des benötigten Phasensprungs (ob  $\phi = 0$  oder  $\phi = \pi$ ) am Halbleiter/Luft-Übergang zur Erfüllung der Umlaufbedingung, befindet sich der Arbeitspunkt der Wellenlängenabstimmung innerhalb des mit „resonant“ gekennzeichneten Bereich oder außerhalb davon. Entscheidend hierfür ist die optische Dicke des Halbleitermaterials, d.h. das Integral des Brechungsindex über der Strecke zwischen dem festen Spiegel und dem Halbleiter/Luft-Übergang. In Abbildung 2.16 sind die beiden Varianten des Laseraufbaus, die hier mit „resonant“ und „nicht-resonant“ bezeichnet werden sollen und die dazugehörige Feldverteilung der stehenden Welle innerhalb des Resonators gegenüber gestellt. Im „resonanten“-Fall überlagern sich die am Übergang Halbleiter/Luft entstehenden Reflexionen im Halbleiter konstruktiv und verstärken damit die effektive Reflexion des Spiegels. Im „nicht-resonanten“-Fall, bei dem der Halbleiter um  $\lambda/4$  optisch dicker ist, stören die zusätzlichen Reflexionen am Übergang und schwächen damit die effektive Reflexion des Spiegels durch destruktive Interferenz. Dadurch ist die Feldamplitude der Stehwelle in der aktiven Zone des Halbleiters wesentlich geringer, so dass für eine gleiche Verstärkung durch stimulierte Emission gemäß 2.43 ein höherer Verstärkungskoeffizient bzw. ein höherer Schwellstrom nötig ist.

Der Einfluss des Halbleiter/Luft-Übergangs kann durch eine ideale Anti-Reflexionsbeschichtung (AR) eliminiert werden. Aufgrund der fehlenden Reflexionen an dem Halbleiter/Luft-Übergang ist eine Unterscheidung zwischen einer resonanten und einer nicht-resonanten Halbleiterstruktur nicht mehr notwendig. Eine solche AR-Schicht hat idealerweise einen Brechungsindex in Höhe der Quadratwurzel des Brechungsindex des Halbleitermaterials und eine optische Dicke von  $\lambda/4$ . In Abbildung 2.17 ist eine entsprechende Feldverteilung der stehenden Welle gezeigt. Das Verhältnis zwischen Feldstärke im Halbleiter zu Feldstärke im Luftspalt nimmt einen mittleren Wert im Vergleich zu den Extrema der resonanten und nicht-resonanten Strukturen ein.

### 2.3.2.3 Schwelle und Resonanz eines Luftspalt-Resonators

Abbildung 2.18 zeigt beispielhaft den Einfluss einer Veränderung der Luftspaltlänge auf den Schwellverstärkungskoeffizienten  $g_{th}$  und die Resonanzwellenlänge  $\lambda_{Res}$  für die drei bereits oben erwähnten Halbleiterstrukturen. Im resonanten Fall ist der benötigte Verstärkungskoeffizient zum Erreichen der Schwelle sowie die Abstimmempfindlichkeit am geringsten. Eine nicht-resonante Halbleiterstruktur hat zwar eine höhere Abstimmempfindlichkeit, jedoch führen die störenden Reflexionen zu ei-



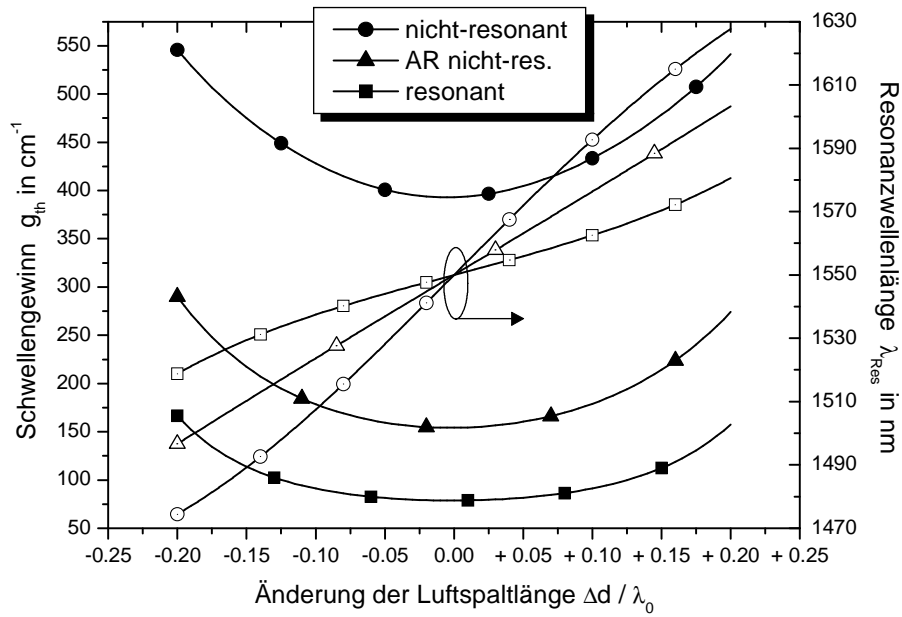


Abbildung 2.18: Schwellengewinn und Resonanzwellenlänge eines Luftspalt-Resonators während des Abstimmvorgangs für verschiedene Halbleiterstrukturen. Die Reflektivität beider Resonatorspiegel ist  $R = 99,7\%$ . Ohne Auslenkung beträgt die Resonatorlänge  $7\lambda_0$  ( $\lambda_0 = 1550\text{ nm}$ ) und die Mitte der aktiven Zone befindet sich exakt im Maximum der stehenden Welle.

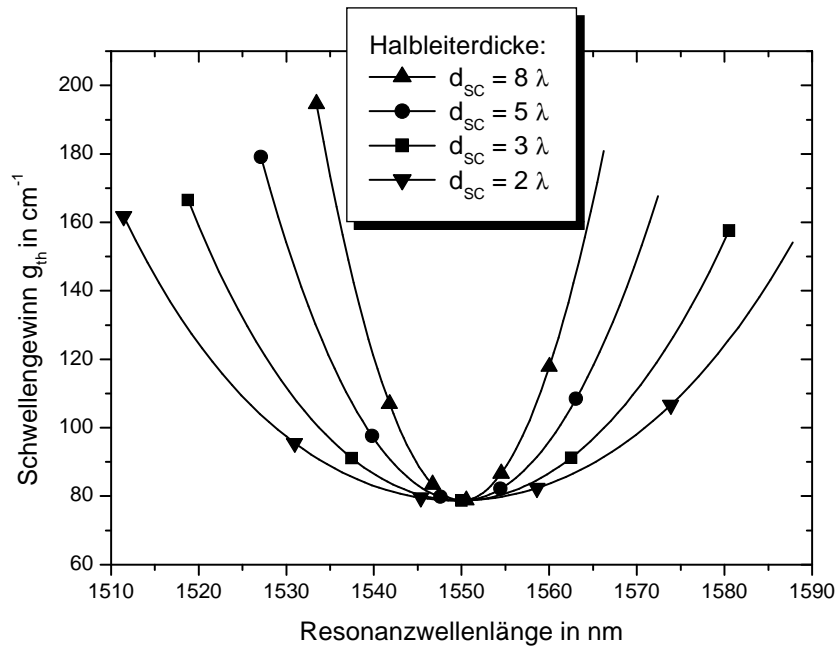


Abbildung 2.19: Einfluss der Dicke des Halbleiters einer resonanten Resonatorstruktur auf die Durchstimmung des Lasers.

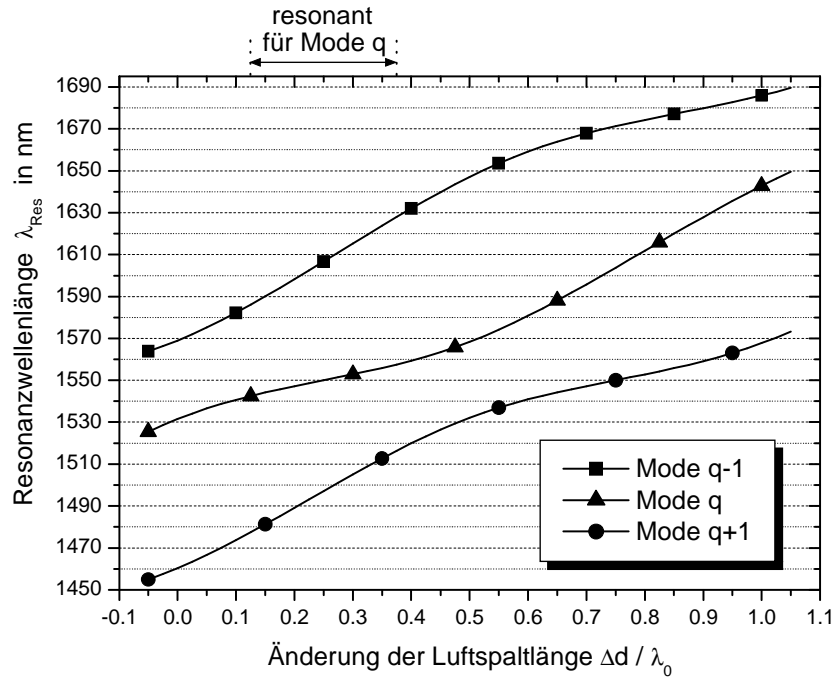


Abbildung 2.20: Die jeweils drei benachbarten Resonanzwellenlängen eines Luftspalt-Resonators während des Abstimmvorgangs. Die Reflektivität beider Resonatorspiegel ist  $R = 99,7\%$ . Die Resonatorlänge wird hier zwischen  $13 \lambda_0$  und  $14 \lambda_0$  ( $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ ) variiert.

nem höheren Schwellverstärkungskoeffizienten. Eine Anti-Reflexionsschicht auf einer nicht-resonanten Struktur verbessert den Schwellengewinn, senkt aber auch die Abstimmempfindlichkeit. Übrigens führt eine Anti-Reflexionsschicht auf einer resonanten Halbleiterstruktur zu annähernd identischen Resultaten, wie eine Anti-Reflexionsschicht auf einer nicht-resonanten Struktur. Das simulierte Verhalten dieses Luftspalt-Resonators kann direkt mit der Simulation in Abbildung 2.10, bei der ähnliche Größen der Parameter verwendet wurden, verglichen werden.

Nicht nur die Länge des Luftspalts, sondern auch die gesamte Resonatorlänge beeinflusst den Schwellengewinn  $g_{th}$  eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELs. Wie bereits Abbildung 2.18 zeigte, ändert sich der Schwellengewinn bei Abweichung der Resonanzwellenlänge von der nominellen Referenzwellenlänge  $1550 \text{ nm}$ , auf welche die Geometrie des VCSELs hier ausgelegt wurde. Die Verschlechterung des Schwellengewinns während der Abstimmung ist umso stärker, je größer die Resonatorlänge ist. Abbildung 2.20 stellt diesen Sachverhalt grafisch dar. Die unterschiedliche Gesamtresonatorlänge wurde dort durch Änderung des Abstands des festen unteren Spiegels zu dem Halbleiter-Luft-Übergang realisiert. Der Grund für

die Schwellengewinneinbußen für längere Resonatoren kann mit der geringeren Abstimmempfindlichkeit der Resonanzwellenlänge (siehe auch Gleichung 2.12) erklärt werden. Für die gleiche Wellenlängenänderung muss der Luftspalt eines längeren Resonators stärker verändert werden, als der eines kürzeren Resonators. Wie Abbildung 2.18 zeigt, steigt der Schwellengewinn dadurch an.

Durch das gegenüber einem normalen Spiegel modifizierte Verhalten des effektiven Reflexionsfaktors einer Kombination aus Luftspalt und Spiegel ergeben sich weitere Besonderheiten für einen Luftspalt-Resonator. So ändert sich bei einem solchen Resonator der Wellenlängenabstand benachbarter longitudinaler Moden, bzw. der freie Spektralbereich (FSR) während der Abstimmung. Abbildung 2.20 stellt benachbarte Resonanzwellenlängen in Abhängigkeit der Luftspaltlängenänderung dar und verdeutlicht diesen Sachverhalt in einem Luftspalt-Resonator mit resonanter Halbleiterstruktur<sup>40</sup>. Je nach Luftspaltlänge beträgt der freie Spektralbereich zwischen  $35\text{ nm}$  und  $80\text{ nm}$  für den hier exemplarisch betrachteten Luftspalt-Resonator.

---

<sup>40</sup>Die Definition von „resonanten“ bezieht sich ausschließlich auf die nominelle Wellenlänge von  $\lambda_0 = 1550\text{ nm}$ . Für die benachbarten Resonanzwellenlängen liegt dann nämlich gerade aus deren Sicht der nicht-resonante Fall vor.

# Kapitel 3

## Modellierung plan-konkaver aktiver Resonatoren

Die am Ende von Kapitel 2 angestellten theoretischen Simulationen des Resonatorverhaltens beruhten auf einem 1-dimensionalen Resonatormodell, das lediglich Brechungsindexunterschiede in axialer Richtung, der Ausbreitungsrichtung der Wellen im Resonator, jedoch keine Abhängigkeit in transversaler Richtung berücksichtigt. Für viele Fragestellungen hinsichtlich des Designs eines abstimmbaren VCSELs sind 1-dimensionale Modelle bereits eine wertvolle Hilfe. Um jedoch weitergehende Aussagen treffen zu können, insbesondere im Hinblick auf die differenzierte Betrachtung transversaler Moden höherer Ordnung, bedarf es komplexerer, mehrdimensionaler Modelle, die auch transversale Aspekte, wie z.B. eine Wellenführung, ein in radialer Richtung inhomogenes Verstärkungsprofil oder auch die Spiegelkrümmung des mikromechanisch abstimmbaren VCSELs erfassen, zulassen. Ein solches Modell soll Antwort auf beispielsweise folgende Fragen geben:

- Wie groß ist der effektivste Durchmesser einer gepumpten aktiven Zone für eine bestimmte Resonatorgeometrie bzw. für eine bestimmte transversale Ausdehnung des Resonatorgrundmodes ?
- Wie wirkt sich eine Fehlanpassung von Resonatorgeometrie und Durchmesser der aktiven Zone auf den Schwellengewinn des Grundmodes aus ?
- Welchen Einfluss hat das Stromdichteprofil  $J(r)$  innerhalb einer elektrisch gepumpten aktiven Zone auf den Grundmode ?
- Welchen Einfluss haben Durchmesser und Stromdichteprofil der aktiven Zone auf die transversalen Moden höherer Ordnung ?

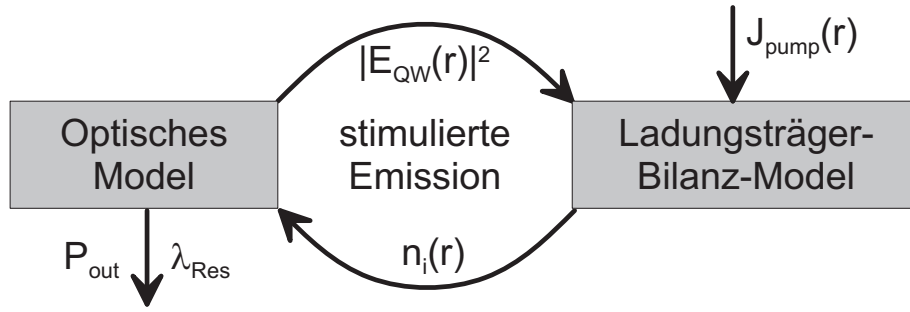


Abbildung 3.1: Übersicht der verwendeten Modelle zur Simulation eines plan-konkaven VCSELs. Die gegenseitige Beeinflussung der beiden Untermodelle erfolgt über die stimulierte Emission.

Um Fragen dieser Art beantworten zu können, wurde ein numerisches Verfahren zur Simulation plan-konkaver VCSEL entwickelt, das im Folgenden vorgestellt werden soll. Es handelt sich hierbei um ein quasi-3-dimensionales Modell, dass die Simulation eines 3-dimensionalen VCSELs unter der Voraussetzung der Rotationssymmetrie erlaubt.

### 3.1 VCSEL-Untermodelle

Die Simulation des Bauelementverhaltens gliedert sich in zwei Untermodelle (Abbildung 3.1). Es handelt sich dabei um ein optisches Modell, das die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Resonator beschreibt, und um ein Ladungsträgerbilanz-Modell, mit dem die stationäre Ladungsträgerdichte innerhalb der aktiven Zone ermittelt werden kann. Beide Modelle interagieren über den Prozess der stimulierten Emission, da die Rekombinationsrate umso höher ist, je stärker die Feldstärke in der aktiven Zone ansteigt (siehe auch Gleichung 2.43). Das Prinzip der VCSEL-Simulation besteht nun darin, dass für eine beliebige, durch Pumpen der aktiven Zone zugeführte Stromdichteverteilung  $J_{pump}(r)$  alle möglichen Laserresonanzfrequenzen  $\lambda_{Res}$  mit den dazugehörigen stationären Ausgangsleistungen  $P_{out}$  bestimmt werden. Aus diesen Ergebnissen kann anschließend für jeden Mode die Schwellstromdichte  $J_{th}$  bzw. der Schwellstrom  $I_{th}$  errechnet werden. Da der Schwellstrom ein Maß für die Verluste, die der jeweilige Mode im Resonator erfährt, darstellt, kann eine Optimierung des VCSELs im Hinblick auf eine minimalen Schwellstromdichte erfolgen, um so eine Maximierung der Ausgangsleistung anzustreben. Zusätzlich liefert die Simulation die Feldverteilung  $E_{out}(r)$  des emittierten Laserstrahls.

### 3.1.1 Optisches Modell

Zur Simulation der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle innerhalb des VCSELs wird ein 3-dimensionales optisches Modell eines plan-konkaven Resonators unter Berücksichtigung von Rotationssymmetrie herangezogen. Abbildung 3.2 zeigt den prinzipiellen Querschnitt des Resonatormodells, bestehend aus einem gekrümmten oberen Spiegel mit Krümmungsradius  $\rho_{Top}$  und Reflektivität  $R_{Top}$  und einem planen unteren Rückspiegel mit Reflektivität  $R_{Bottom}$ . Zwischen den beiden Reflektoren befindet sich das Halbleitermaterial, definiert durch das Brechungsindexprofil  $n_{SC}(r,z)$  und ein Luftspalt der Länge  $L_{air}$ . Die Verstärkung der aktiven Zone (MQW<sup>1</sup>) wird durch den Imaginärteil des Brechungsindex modelliert (siehe Gleichung 2.34), der sich aus dem Ladungsträgerbilanz-Modell errechnet. Die Ausbreitung der Welle entlang der axialen  $z$ -Achse wird mit Hilfe der „Beam Propagation Method“ (BPM) numerisch berechnet. Die BPM ist ein numerisches Verfahren zur Lösung der Maxwell’schen Gleichungen, welche die Ausbreitung einer Welle entlang eines hinreichend kleinen Wegstücks  $\Delta z$  zu beschreiben. Die mathematische Herleitung sowie das numerische Verfahren der BPM werden im Anhang C vorgestellt. Da das Verfahren der BPM lediglich die Wellenausbreitung einer einzigen Welle in Ausbreitungsrichtung erfasst, sind größere Brechungsindexunterschiede innerhalb des Resonators für die Berechnung problematisch. Daher werden die Reflexionen an dem Halbleiter/Luft-Übergang zunächst vernachlässigt und die Simulation auf einen Luftspalt-Resonator mit idealer Anti-Reflexionsschicht (AR) beschränkt. Der Einfluss eines solchen Brechungsindexsprungs wurde jedoch bereits mit Hilfe eines 1-dimensionalen Modells untersucht (siehe Abschnitt 2.3.2). Es soll im Folgenden die Annahme gemacht werden, dass diese Ergebnisse des vorherigen Kapitels auch auf das 3-dimensionale Rechenmodell übertragbar sind. Für die Simulation des Grundmodes kann zusätzlich die Änderung des Divergenzwinkels aufgrund von Beugung am Halbleiter/Luft-Übergang (siehe Abschnitt 2.2.2.1) mit in das Modell eingebunden werden.

#### Berücksichtigung der Spiegelkrümmung

Mit Hilfe der BPM soll ein vollständiger Umlauf einer Welle im vorgegebenen plan-konkaven Resonator berechnet werden. Es stellt sich daher die Frage, wie die Krümmung des oberen Spiegels mit in das Modell einbezogen werden kann. Da die Spie-

---

<sup>1</sup>Die aktive Zone besteht aus mehreren Heterostrukturen, sogenannte Quantenfilmen, engl. Multi-Quantum-Wells (MQW).

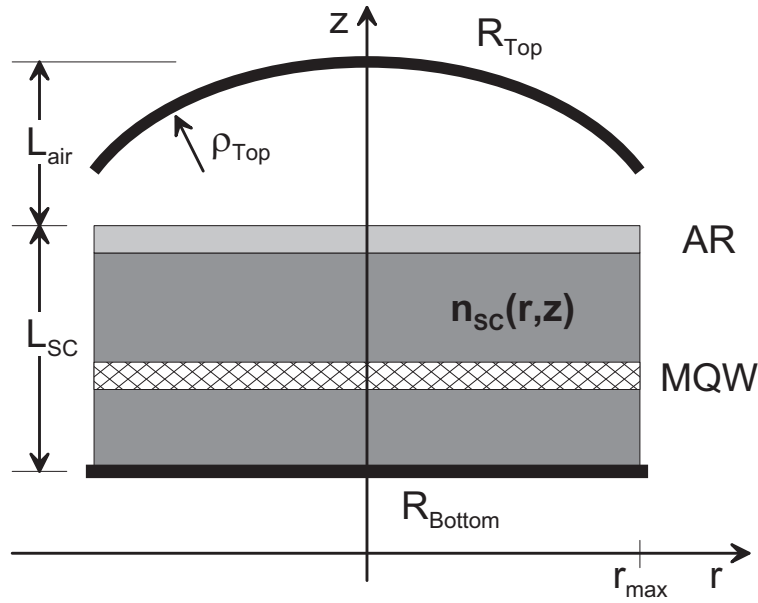


Abbildung 3.2: Querschnitt des zur Simulation verwendeten optischen Resonatormodells

gelkrümmung (Krümmungsradius in der Praxis in der Größenordnung einiger Millimeter) gegenüber der transversalen Ausdehnung der elektromagnetischen Welle (in der Größenordnung einiger Mikrometer) vergleichsweise klein ist, kann die Spiegelkrümmung durch eine Korrektur der Phase des elektrischen Feldes integriert werden [14]. Bei einer konkaven Spiegelkrümmung wird der vertikale Abstand zwischen oberem und unterem Spiegel nach außen hin kleiner. Dadurch reduziert sich der Ausbreitungsweg der Welle umso mehr, je größer der radiale Abstand  $r$  ist (siehe Abbildung 3.3). Dieser gegenüber dem Scheitel des Spiegels um  $h(r)$  verkürzte Ausbreitungsweg wird durch die Phasenkorrektur

$$\Delta\phi(r) = 2 \frac{2\pi}{\lambda} h(r) \quad \text{mit} \quad h(r) = \rho_{Top} - \sqrt{\rho_{Top}^2 - r^2} \quad (3.1)$$

berücksichtigt.

### Suche der Resonanzwellenlänge

Zu Beginn des Simulationsverfahrens sind die Resonanzwellenlängen der Moden unbekannt. Daher wird man die Simulation bei einer Wellenlänge  $\lambda_{Start}$  beginnen, die z.B. um  $\Delta\lambda$  oberhalb der gesuchten Resonanzstelle  $\lambda_{Res} = \lambda_{Start} - \Delta\lambda$  liegt. Vergleicht man die Phase des elektrischen Feldes der umherlaufenden Welle an einer festen Stelle im Resonator nach einem vollständigen Umlauf mit dem Wert vor dem

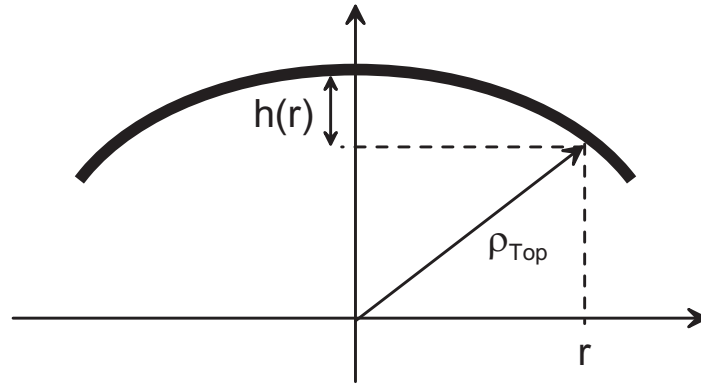


Abbildung 3.3: Verdeutlichung der geometrischen Verhältnisse am konkaven Spiegel zur Berechnung der Phasenkorrektur  $\Delta\phi(r)$  als Equivalent der Spiegelkrümmung.

Umlauf, so wird die Phase sich um

$$\Delta\phi = \phi_{i+1} - \phi_i = -2\pi q \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{Start}} \quad (3.2)$$

mit der axialen Ordnungszahl  $q$  des zu simulierenden Modes<sup>2</sup>. Das bedeutet, dass sich durch Beobachtung der Phasenänderung in Folge eines Umlaufs eine Schätzung für die Lage der gesuchten Resonanzwellenlänge ergibt, die einem schnellen Auffinden der Resonanzwellenlängen dienen kann. Abbildung 3.4 zeigt die simulierte Schätzung von  $\Delta\lambda$  als Funktion einer beliebigen Startwellenlänge  $\lambda_{Start}$  am Beispiel eines plan-konkaven Resonator der optischen Länge  $L = 10 \cdot 1550 \text{ nm}$  mit einem Krümmungsradius von  $\rho = 3 \text{ mm}$ . Hier wird deutlich, dass die Startwellenlänge der Simulation zumindest in der Nähe der gesuchten Resonanzwellenlänge liegen muss. Liegt sie zu weit entfernt, führt die Schätzung zur Resonanzwellenlänge eines anderen Resonatormodes.

### 3.1.2 Ladungsträgerbilanz-Modell

In Abschnitt 2.3.1.1 wurde bereits für das 1-dimensionale Modell die Ladungsträgerbilanz in der aktiven Zone erläutert. Sie beschreibt ein stationäres Gleichgewicht der verschiedenen Arten von Generation und Rekombination der Elektronen-Loch-Paare. In dem erstellten Simulationsprogramm wurde noch erweiternd der Diffusionsprozess von Ladungsträgern in radialer Richtung in Folge eines Ladungsträgerdichtegradienten  $grad N$  integriert. Betrachtet man ein infinitesimal kleines Vo-

<sup>2</sup>Die elektromagnetische Welle mit der Wellenlänge  $\lambda_{Start}$  legt während eines Umlaufs die Strecke  $2L = 2q \frac{\lambda_{Res}}{2}$  zurück, so dass sich die Phase am Vergleichspunkt um  $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{Start}} \cdot 2L = 2\pi q \frac{\lambda_{Res}}{\lambda_{Start}} = 2\pi q \frac{\lambda_{Start} - \Delta\lambda}{\lambda_{Start}} \equiv -2\pi q \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{Start}}$  gegenüber der ursprünglichen Phase ändert.



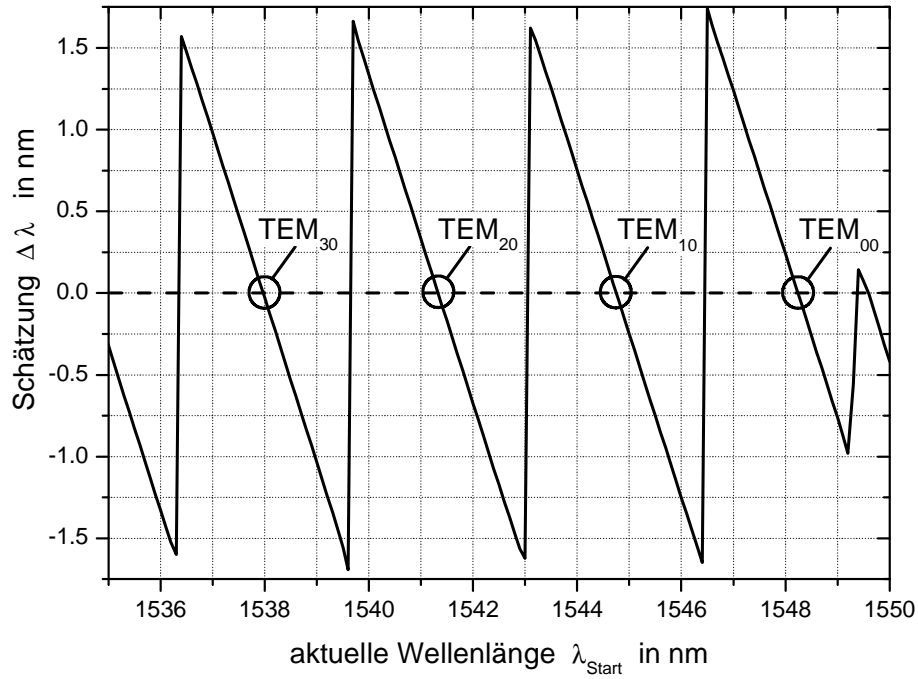


Abbildung 3.4: Schätzfunktion des Abstands  $\Delta\lambda = \lambda_{Res} - \lambda_{Start}$  zu der nächsten Resonanzwellenlänge des Resonators. Betrachtet wurden hier lediglich die  $TEM_{p0}$ -Moden des Resonators.

lumen, so ist die Anzahl der in das Volumen diffundierenden Ladungsträger proportional zu der negativen Divergenz der Diffusionsstromdichte  $J_{Diff}$ . Letztere ist wiederum proportional zu  $-\text{grad } N$ , wobei die Proportionalitätskonstante als Diffusionskonstante  $D$  bezeichnet wird. Somit ergibt sich ein neuer Term in der Ladungsträgerbilanz, der die *Erhöhung* der Ladungsträgerdichte durch Diffusion in dem betrachteten Volumen beschreibt<sup>3</sup>:

$$\left[ \frac{\partial N}{\partial t} \right]_{Diffusion} = \text{div } D \text{ grad } N = D \Delta N \quad (3.3)$$

worin  $\Delta$  den Laplace-Operator symbolisiert. Ausgehend von Gleichung 2.44 stellt sich damit die neue Ladungsträgerbilanz, die auch als Diffusionsgleichung bezeichnet wird, wie folgt dar:

$$\underbrace{\frac{J_{pump}(r)}{q d}}_{\frac{\partial N(r)}{\partial t} > 0} + D \Delta N + \underbrace{\left( -\frac{N(r)}{\tau_{nr}} - BN^2(r) - CN^3(r) - g(r) \frac{\sigma_I |E_{QW}(r)|^2}{h \nu} \right)}_{\frac{\partial N(r)}{\partial t} < 0} = 0 \quad (3.4)$$

<sup>3</sup>Die Diffusionskonstante  $D$  sei in dem betrachteten Medium orts- und richtungsunabhängig.

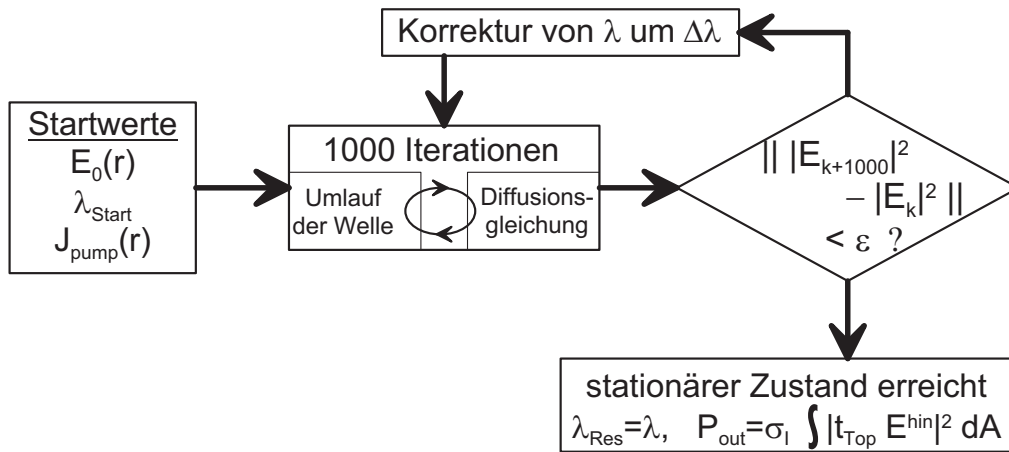


Abbildung 3.5: Flussdiagramm des Simulationsalgorithmus zur Berechnung der stationären Ausgangsleistung.

wobei  $E_{QW}(r)$  die elektrische Feldverteilung der stehenden Welle innerhalb der aktiven Zone repräsentiert, die mit Hilfe des optischen Modells bestimmt wird. Auf der linken Seite von Gleichung 3.4 befinden sich die Prozesse, die die Ladungsträgerdichte innerhalb des Volumenelements erhöhen, während alle Terme auf der rechten Seite zu einer Abnahme der Ladungsträgerdichte führen. Im stationären Zustand müssen sich die Raten mit der Ladungsträger zu- und abgeführt werden gerade kompensieren.

Die numerische Lösung dieser Gleichung wird in Anhang D vorgestellt. Als Ergebnis erhält man eine Ladungsträgerdichte  $N(r)$ , die mit Hilfe von Gleichung 2.33 in einen Verstärkungskoeffizient  $g(r)$  und mit Gleichung 2.34 in einen entsprechenden Imaginärteil  $n_i(r)$  des Brechungsindex der aktiven Zone umgerechnet werden kann.

## 3.2 Berechnung der stationären Ausgangsleistung

Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, beeinflussen sich die beiden Untermodelle gegenseitig. Daher wird in einem iterativen Verfahren die Berechnung beider Untermodelle solange wiederholt, bis in beiden Modellen ein stationärer Zustand eingetreten ist und sich die Feldverteilung  $E_{QW}(r)$  nur noch unwesentlich ändert. Im Folgenden soll der Begriff „Iteration“ sowohl einen vollständigen Umlauf im optischen Modell als auch die einmalige Lösung der Diffusionsgleichung bezeichnen. Abbildung 3.5 zeigt das Flussdiagramm des Simulationsalgorithmus. Zunächst wird eine Stromdichteverteilung  $J_{pump}(r)$  und eine Startwellenlänge  $\lambda_{Start}$  vorgegeben. Die Startwellenlänge

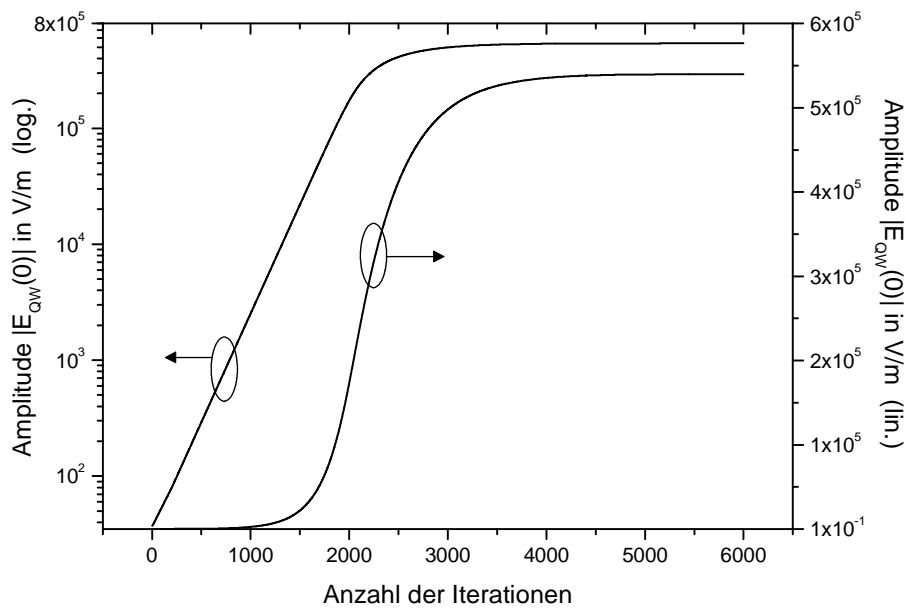


Abbildung 3.6: Verlauf des Betrag der Feldstärke in der aktiven Zone des Grundmodes bei  $r = 0$  während der Simulation im logarithmischen und linearen Maßstab.

sollte in der Nähe des gesuchten Modes liegen<sup>4</sup>. Die BPM wird anschließend mit einer beliebigen Feldverteilung  $E_0(r)$  geringer Amplitude gestartet<sup>5</sup> und es wird eine Iteration nach der anderen berechnet. Da die Feldverteilung der Anregung von der Feldverteilung des gesuchten Modes verschieden sein wird, sind einige 1000 Iterationen nötig, bis überschüssige Energie, die dem Resonator bei der Anregung zugeführt wurde, wieder den Resonator durch die offenen Ränder des Rechengebiets verlassen hat. Dieser Vorgang lässt sich beschleunigen, in dem die Feldverteilung der Welle mit Feldverteilungen aus früheren Umläufen überlagert und gemittelt wird<sup>6</sup>. Nach ca. 1000 Umläufen lässt sich bereits durch Beobachtung der Phase der BPM-Welle während der Iterationen eine Aussage über den Abstand  $\Delta\lambda$  zu dem nächstgelegenen Mode treffen (Gleichung 3.2), so dass die aktuelle Wellenlänge korrigiert werden kann.

Zu Beginn der Simulation ist die Feldstärke in der aktiven Zone zu klein, als dass die Ladungsträgerdichte durch stimulierte Emission reduziert werden würde.

<sup>4</sup>In der Regel wird ein komplettes Wellenlängenband nach Resonanzstellen abgetastet, so dass in diesem Fall die Schrittweite kleiner als der Modenabstand sein muss.

<sup>5</sup>Auch in der Realität schwingt ein Lasermode aus dem Rauschen durch spontane Emission an.

<sup>6</sup>Hier wird die Eigenschaft eines Modes ausgenutzt, dass sich seine Feldverteilung an einer beliebigen Stelle im Resonator nach einem Umlauf reproduziert. Die Mittelung trägt auch zur Stabilität bzw. zur Konvergenz des Verfahrens bei.

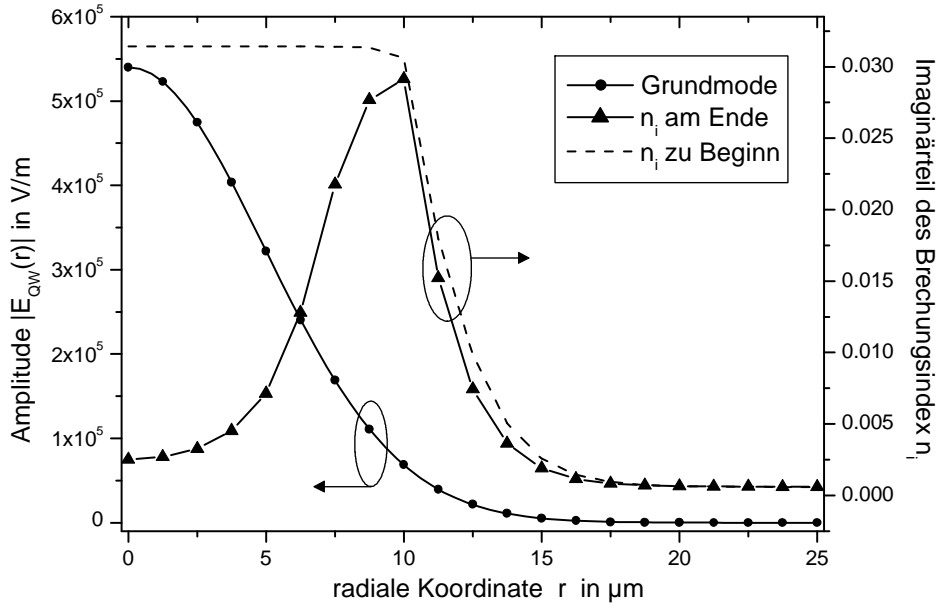


Abbildung 3.7: Stationäre Feldverteilung in der aktiven Zone sowie Imaginärteil des Brechungsindex  $n_i$  der aktiven Zone zu Beginn und am Ende der Simulation.

Daher erfährt die BPM-Welle anfangs die maximale Verstärkung. Dies führt zu einem exponentiellen Anstieg der Feldamplitude (siehe Abbildung 3.6). Der Anstieg wird schwächer, sobald die Feldstärke der stehenden Welle in der aktiven Zone signifikant dazu beiträgt, dass die durch Pumpen erzeugte Ladungsträgerdichte abgebaut wird und die Verstärkung sinkt (siehe Abbildung 3.7). Asymptotisch nähert sich die Amplitude der umherlaufenden BPM-Welle während der folgenden Iterationen einem stationären Wert. Die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone ist dann gerade so groß, dass die Verstärkung alle Resonatorverluste kompensiert.

Die Ausgangsleistung  $P_{out}$ , die der VCSEL z.B. aus dem oberen Spiegel emittiert, kann mit Hilfe des Feldtransmissionskoeffizienten  $t_{Top}$  aus

$$P_{out} = \int I_{out} dA = \sigma_I \int |t_{Top} E^{hin}(r)|^2 dA \quad (3.5)$$

berechnet werden, wobei  $E^{hin}(r)$  die Amplitude der BPM-Welle am oberen Spiegel darstellt.

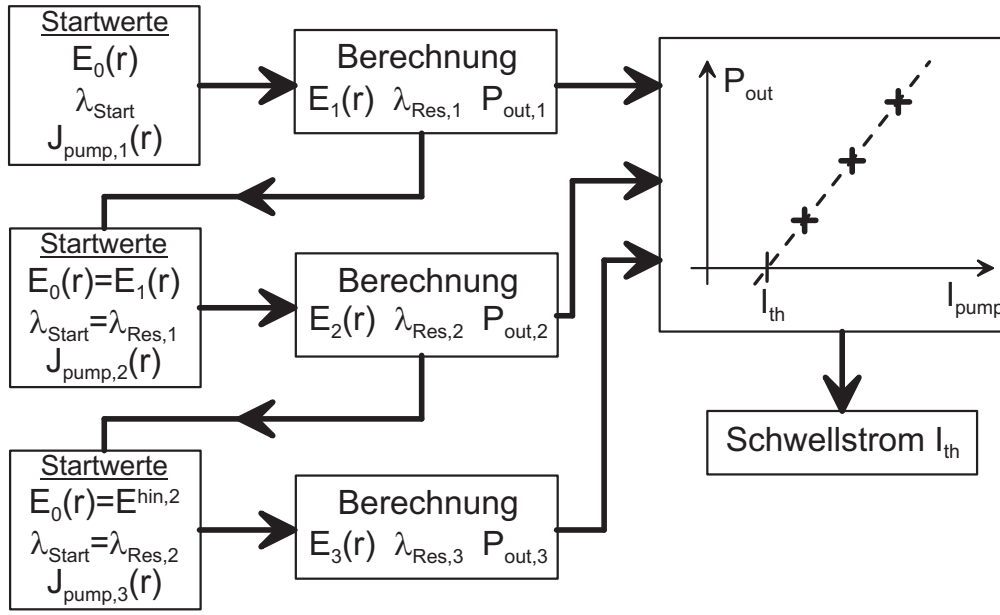


Abbildung 3.8: Algorithmus zur Bestimmung der Schwellstromdichte  $I_{th}$ . Es wird z.B.  $J_{pump,3} = 1,1 \cdot J_{pump,2} = (1,1)^2 \cdot J_{pump,1}$  gewählt.

### 3.3 Berechnung der Schwellstromstärke

Die Berechnung der Schwellstromstärke  $I_{th}$  soll mit Hilfe der PI-Kennlinie erfolgen<sup>7</sup>. Dazu wird die Laserausgangsleistung  $P_{out,i}$  für drei verschiedene Pumpstromstärken  $I_i$  ermittelt ( $I_i > I_{th}$  und  $i \in \{1,2,3\}$ ), so dass der lineare Anstieg der PI-Kennlinie bestimmt werden kann<sup>8</sup>. Der Simulationsalgorithmus von Abbildung 3.5 wird dreimal hintereinander gestartet, jedoch mit unterschiedlichen Startwerten der Stromdichteverteilung. Um eine schnellere Konvergenz zu erzielen, werden die Startwellenlänge und die Startfeldverteilung von der vorhergehenden Berechnung übernommen (Abbildung 3.8). Die Schwellstromstärke ergibt sich anschließend durch Bestimmung der Nullstelle der Ausgleichsgeraden im PI-Diagramm. Sie dient als Vergleichsgröße zur Beurteilung und Optimierung der VCSEL-Struktur im Hinblick auf eine maximale Ausgangsleistung oder eine effiziente Seitenmodenunterdrückung. Im folgenden Abschnitt sollen wichtige Erkenntnisse, die mit Hilfe der Simulationen gewonnen wurden, vorgestellt werden.

<sup>7</sup> $I_{th} = \int J_{th}(r) dA$ , siehe dazu auch Gleichung 2.51.

<sup>8</sup>Im Grunde reicht die Simulation bei zwei verschiedenen Pumpstromwerten. Drei Werte wurden gewählt, um Ungenauigkeiten erkennen zu können.

## 3.4 Einige Simulationsergebnisse

In den folgenden Abschnitten soll an Hand von einigen Beispielen der Nutzen der VCSEL-Modellierung für die Forschungsarbeiten demonstriert werden. Bei den Beispielen wurde, wie bereits in Kapitel 2 geschehen, auf die VCSEL-Parameter entsprechend Tabelle 2.2 zurückgegriffen.

### 3.4.1 Optimale Anregung des Grundmodes

Während des VCSEL-Designs stellt sich zwangsläufig die Frage, wie groß der optimale Durchmesser der aktiven Zone zu einer vorgegebenen Resonatorgeometrie sein sollte. Insbesondere für die Herstellung elektrisch gepumpter VCSEL ist diese Fragestellung von Interesse, da hier die Geometrie der aktiven Zone nachträglich nicht mehr verändert werden kann. Bei optisch gepumpten VCSEL hingegen besteht in der Regel die Möglichkeit, die Ausdehnung der aktiven Zone durch Einstellung des Strahlprofils des Pumpasers mittels geeigneter Linsen frei zu wählen. Des Weiteren möchte man wissen, welche Auswirkung eine Abweichung von der optimalen Größe der aktiven Zone auf die Ausgangsleistung bzw. die Schwellstromdichte des Lasers hat, um so Fertigungstoleranzen besser einschätzen zu können. Neben der Größe der aktiven Zone und der Stärke der Anregung hat eventuell auch das Profil der Anregung einen Einfluss auf das Erreichen der Laserschwelle. Während die Ladungsträgerdichte der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten optisch gepumpten VCSEL durch einen gaußförmigen Strahl angeregt wurden, war die Anregung der aktiven Zone in elektrisch gepumpten VCSEL am Rand bis zu 30 % höher als im Zentrum aufgrund einer inhomogenen Stromverteilung. Die VCSEL Simulation kann auch hier eine Abschätzung der Auswirkung auf die VCSEL Eigenschaften liefern.

Abbildung 3.9 zeigt beispielhaft das Ergebnis der Simulation eines VCSELs, dessen transversale Feldverteilung des Grundmodes ein Radius von  $w_0 = 9 \mu m$  einnimmt. Es ist festzustellen, dass der Grundmode durch eine gaußförmige Anregung der Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone von etwa  $6,4 \mu m$  Radius am effektivsten gepumpt wird, so dass in diesem Beispiel bereits ab einem Schwellstrom von  $1,75 mA$  die Lasertätigkeit einsetzt. Dieser Radius der optimalen Anregung ist genau um den Faktor  $\sqrt{2}$  kleiner als der Radius der Feldverteilung des Grundmodes. Das bedeutet, dass der Grundmode am effektivsten angeregt wird, wenn das gepumpte Ladungsträgerdichteprofil ebenfalls gaußförmig und genauso groß wie die transver-

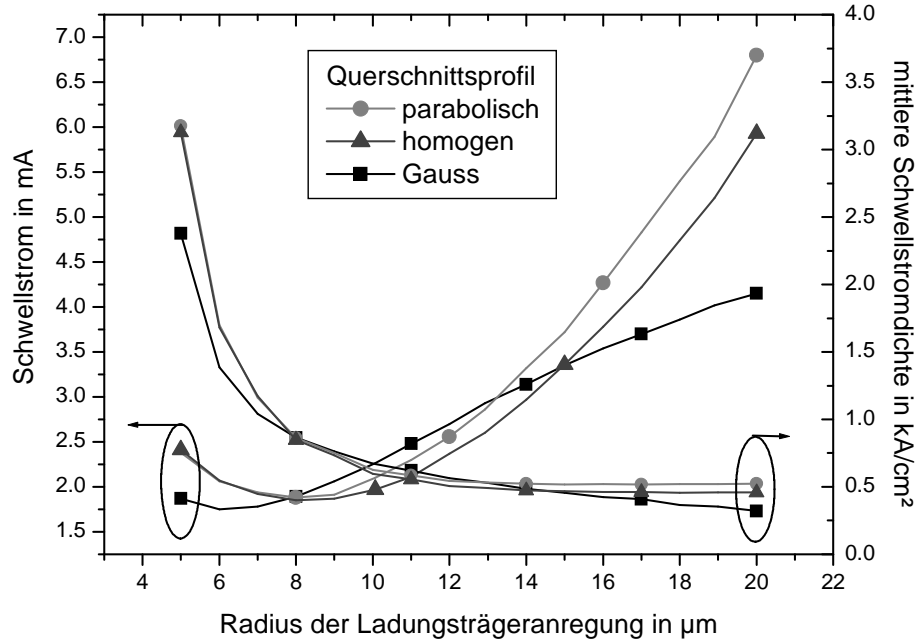


Abbildung 3.9: Schwellstrom und mittlere Stromdichte eines VCSELs für verschiedene Querschnittsprofile der Ladungsträgeranregung. Der Radius der Feldverteilung des Grundmodes (Gaußstrahl) beträgt in diesem Beispiel  $w_0 = 9 \mu\text{m}$

sale Leistungsverteilung des Grundmodes ist<sup>9</sup>. Vergleicht man die gaußförmige Anregung mit einer Anregung parabolischen oder homogenen Profils so zeigt sich, dass eine deutliche Erhöhung der Laserschwelle erst bei großen Abweichungen von dem optimalen Querschnitt auftritt. Dies liegt in der hohen lateralen Beweglichkeit der Ladungsträger durch Diffusion<sup>10</sup> begründet, die einer Ladungsträgerinhomogenität aufgrund von ungleichmäßiger Rekombination durch stimulierte Emission oder inhomogener Anregung entgegenwirkt. Im Hinblick auf die Höhe Schwellstromdichte im Zusammenhang mit nichtlinearen Effekten ist jedoch eine zu großflächige Anregung einer zu kleinen Anregung zu bevorzugen. Dies gilt jedoch nicht für die Unterdrückung von Seitenmoden, wie Abbildung 3.10 zeigt. Je größer die Anregung gewählt wird, umso leichter können Moden höherer Ordnung anschwingen. Moden höherer Ordnung weisen immer dann niedrige Schwellwerte auf, falls deren transversale Ausdehnung gemäß Definition 2.24 innerhalb des Verstärkungsbereichs der

Der Gaußstrahl besitzt sowohl eine gaußförmige transversale Feldverteilung als auch eine gaußförmige transversale Leistungsverteilung. Am Gaußstrahlradius ist allerdings die optischen Leistung bereits auf den  $1/e^2$ -ten Teil des Maximums abgefallen während das optische Feld dort immer noch den  $1/e$ -ten Teil des Maximums aufweist.

<sup>10</sup>Im vorgestellten Beispiel wurde eine Diffusionskonstante von  $D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$  angenommen.

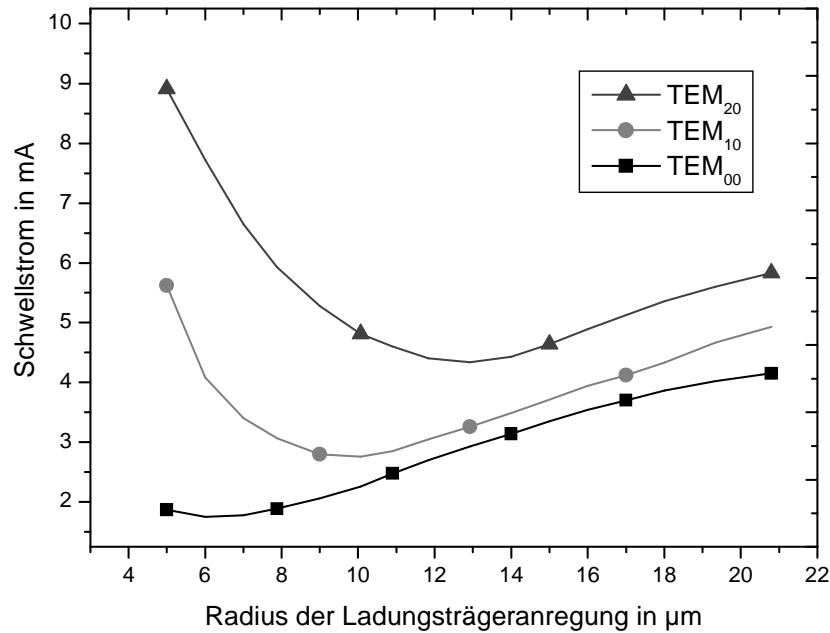


Abbildung 3.10: Simulierte PI-Kennlinie des Grundmodes sowie der zwei Moden höherer Ordnung.

aktiven Zone liegt. Andererseits steigt die Schwellstromdichte überproportional an, falls die aktive Zone kleiner als deren transversale Ausdehnung ist.

### 3.4.2 Wirkung einer Stufe im Resonatorspiegel des VCSELs

Die Technologie, die zur Herstellung der elektrisch gepumpten VCSEL<sup>11</sup> angewandt wird, führt dazu, dass der Rückspiegel nicht exakt eben ist, sondern im Zentrum eine Stufe mit der Tiefe der Überhöhung des Tunnelkontakts aufweist. Der Radius dieser kreisrunden Vertiefung ist identisch zu dem Tunnelkontaktradius. Im Resonator bewirkt eine solche Stufe anschaulich - ähnlich wie auch ein konkaver Spiegel -, dass die Welle an dieser Stelle einen um die Tiefe der Stufe längeren Weg zurücklegen muss. Der mit Hilfe der Simulation ermittelte Einfluss auf den Grundmode eines Resonators mit einem planen und einem gestuften Spiegel ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Spiegelstufe genau wie ein konkaver Spiegel zu einer Einschnürung der lateralen Feldverteilung der Moden führt. Im Gegensatz zu den Moden eines plan-planen Resonators (lateral unbegrenzte ebene Wellen) ist die laterale Feldausdehnung des plan-gestuften Resonators im Beispiel reduziert auf etwa  $12\ \mu\text{m}$  bis  $25\ \mu\text{m}$  Durchmesser bei den untersuchten Spiegelstufengeometrien

<sup>11</sup>Details des VCSEL-Aufbaus werden in Kapitel 6.1.1, Abbildung 6.1 vorgestellt.



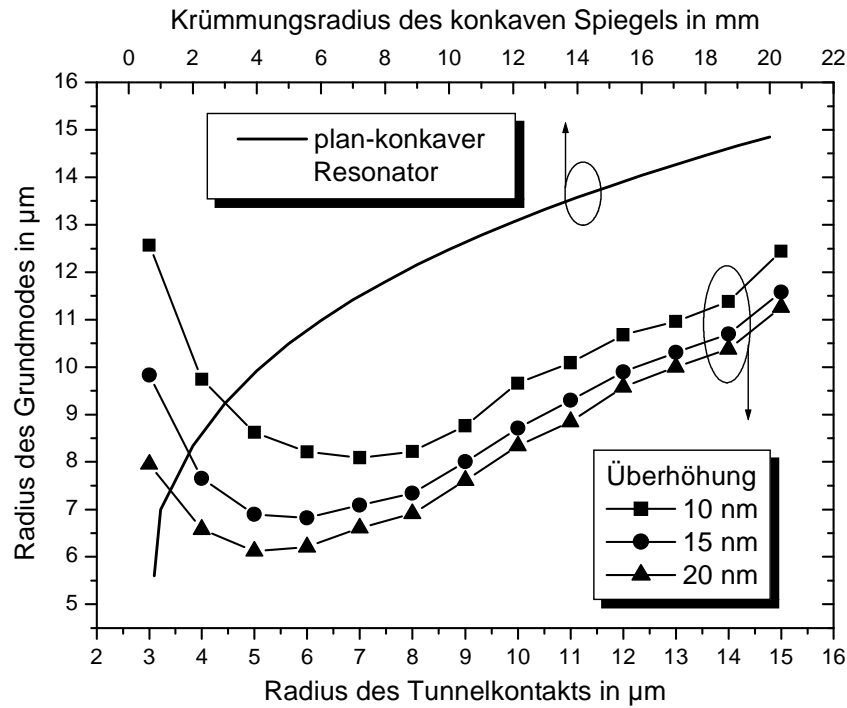


Abbildung 3.11: Laterale Ausdehnung der Feldverteilung des Grundmodes in einer plan-gestuften Kavität für verschiedene Überhöhungen des Tunnelkontakts in Abhängigkeit des Tunnelkontaktradius. Außerdem ist der Gaußstrahlradius des Grundmodes eines vergleichbaren plan-konkaven Resonators als Funktion der konkaven Spiegelkrümmung gezeigt.

(Überhöhung 10 nm bis 20 nm, Durchmesser 6  $\mu\text{m}$  bis 30  $\mu\text{m}$ ). Die Einschnürung ist umso stärker, je tiefer die Spiegelstufe und je kleiner der Tunnelkontaktradius ist. Der Einfluss der Spiegelstufe auf die laterale Modengröße nimmt allerdings für sehr kleine Tunnelkontaktradien (im Beispiel  $< 5 \mu\text{m}$ ) wieder ab und dürfte bei einem Tunnelkontaktdurchmesser unterhalb der halben Wellenlänge gänzlich verschwinden. Die Wirkung der in diesem Beispiel betrachteten Spiegelstufen auf den Grundmode ist vergleichbar mit einer beachtlichen konkaven Spiegelkrümmung von 1 mm bis 12 mm Krümmungsradius. Demzufolge kann man bei einem elektrisch gepumpten VCSEL je nach Ausführung der Spiegelstufe nicht von einem plan-konkaven Resonator sprechen sondern muss vielmehr den Fall eines Resonators mit zwei konkav gekrümmten Spiegeln betrachten. Abbildung 3.12 zeigt die Simulationsergebnisse eines solchen „gestuft-konkaven“ Resonators. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus Abbildung 2.8 bei einer Resonatorlänge von 15  $\mu\text{m}$  macht deutlich, dass der Grundmode hier eine wesentlich stärkere Einschnürung erfährt als dies ohne Spiegelstufe

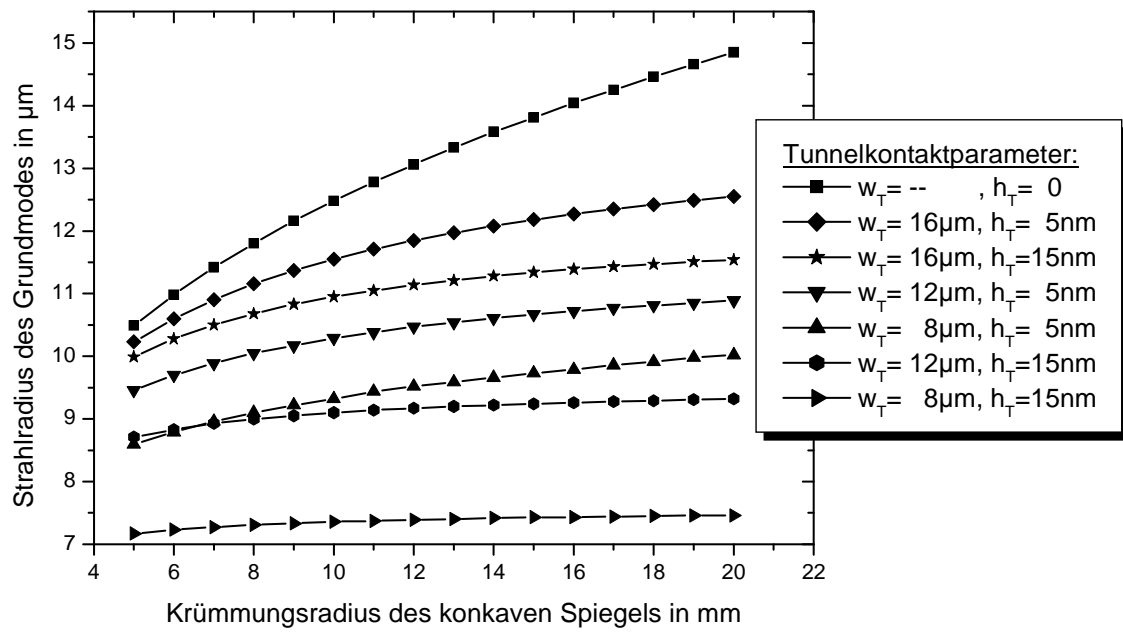


Abbildung 3.12: Laterale Ausdehnung der Feldverteilung (Grundmode) in einem gestuften-konkaven Resonator für verschiedene Dimensionen des Tunnelkontakts ( $w_T$ =Radius und  $h_T$ =Stufentiefe) in Abhängigkeit des Krümmungsradius des konkaven Spiegels.

der Fall wäre.

## Kapitel 4

# Mikromechanische, auslenkbare Bragg-Spiegelmembranen

Verlustarme Bragg-Reflektoren eignen sich besonders für den Einsatz in Bauelementen mit optischem Resonator, da sie die Realisierung hochreflektierender und gleichzeitig teildurchlässiger Resonatorspiegel erlauben. Der vertikale Aufbau eines Bragg-Vielschichtsystems ist zudem kompatibel mit den konventionellen Wachstumsprozessen auf Waferebene.

Um die Resonanz eines optischen Resonators durchzustimmen, muss dessen optische Länge verändert werden. Dies kann im einfachsten Fall durch Wärmezufuhr von außen geschehen. Dadurch ändert sich zum einen die Resonatorlänge aufgrund thermischer Ausdehnung des Resonatormaterials und zum anderen der temperaturabhängige Brechungsindex, der ebenfalls die optische Länge beeinflusst. Angewandt wird dieses Verfahren für die Wellenlängenfeinabstimmung von DFB-Lasern. Der Abstimmbereich ist jedoch sehr begrenzt. Zudem ist die Verstärkung des Halbleitermaterials und damit die Ausgangsleistung des Lasers temperaturabhängig.

Eine andere Möglichkeit, die optische Länge eines Resonators zu verändern, besteht darin, einen der beiden Resonatorspiegel beweglich zu gestalten und den Abstand zu dem gegenüberliegenden Spiegel zu verändern. Eine mikromechanische Realisierung eines solchen beweglichen Spiegels bietet zahlreiche Vorteile hinsichtlich der Größe, der kostengünstigen Herstellung oder auch der Zuverlässigkeit, die mikromechanische Systeme auszeichnet. Der wichtigste Vorteil ist jedoch die große Auslenkbarkeit der Spiegelmembran und die damit verbundene weite Abstimmung der Resonanzwellenlänge. Für Anwendungen, bei denen außerdem eine kontinuierliche Abstimmung der Wellenlänge gefordert wird, bieten mikromechanisch abstimmbare Bauelemente einzigartige Vorzüge. Nicht zu letzt lassen sich durch Verwendung von

elektrostatischer Aktorik auch vergleichsweise hohe Abstimmungsgeschwindigkeit mit sogenannten MEMS<sup>1</sup>-Bauelementen erzielen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein sogenanntes Zwei-Chip-Konzept verfolgt. Dabei wird die Bragg-Spiegelmembran auf einem eigenen Chip (dem sogenannten Membranchip siehe Abbildung 4.1) hergestellt und später mit einem zweiten Chip zu dem fertigen Bauelement zusammengefügt. Am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Darmstadt wurden schon seit einigen Jahren mikromechanische Bragg-Spiegelmembranen aus halbleitenden (*InP/InAlGaAs*) und dielektrischen Materialien (*Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>*) für den Einsatz in optischen Fabry-Pérot-Filtern entwickelt [44, 45, 46]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits bestehende Konzepte verbessert, auf andere Materialsysteme übertragen und für den erstmaligen Einsatz im abstimmbaren VCSEL weiterentwickelt. So wurde erstmals eine Durchkontaktierung<sup>2</sup> für die Aktorik der Membran sowohl für halbleitende als auch für dielektrische Membranen realisiert, wodurch eine entscheidende Vereinfachung der Aufbautechnik der Bauelemente ermöglicht wurde. Durch die Verwendung neuer Technologieprozesse konnte die Größe von dielektrischen Spiegelmembranen stark verringert werden, so dass dadurch erst der Einsatz als Resonatorspiegel eines VCSELs ermöglicht wurde. In dieser Arbeit wurde außerdem die Möglichkeit des gezielten Einbaus von Schichtstress für die Materialsysteme *GaAs/AlGaAs* und *Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>* entwickelt und dessen Auswirkung auf die Krümmung der Membran untersucht. Die Herstellung hybrider Membranspiegel aus einer Kombination von *GaAs/AlGaAs* und *Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>* stellt ein vielversprechendes Novum der Spiegelmembrantechnologie mit einer Bündelung der Vorzüge von halbleitenden und dielektrischen Spiegelmaterialien dar.

Diese Neuentwicklungen und Verbesserungen der Spiegelmembranen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstanden, sollen nun in den folgenden Abschnitten detailliert vorgestellt werden.

## 4.1 Zwei-Chip-Konzept des abstimmbaren Resonators

Der grundlegende Aufbau der entwickelten VCSEL-Bauelemente basiert auf einem Zwei-Chip-Konzept. Dies sieht eine völlig getrennte Herstellung der mikromechanischen

---

<sup>1</sup>engl. Micro-Electro-Mechanical-System.

<sup>2</sup>engl. via-hole contact.

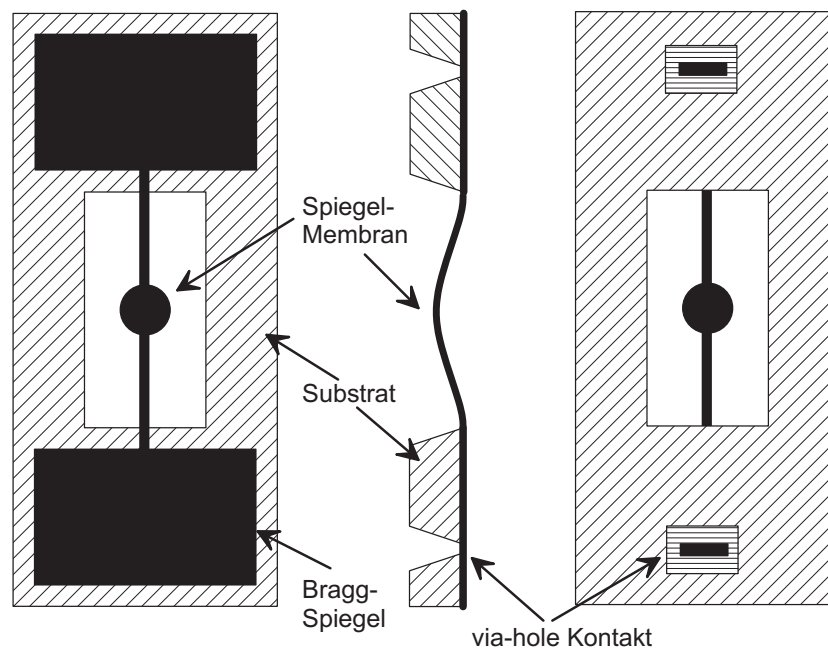


Abbildung 4.1: Konzept eines Membranchips. Die dargestellte Spiegelmembran besitzt zwei Stege. Vorderseite (linkes Bild), Querschnitt durch die Membran (Mitte) und Rückseite (rechtes Bild) des Membranchips.

schen Spiegelmembran von dem restlichen Bauelement vor. Insbesondere befindet sich die Spiegelmembran auf einem eigenen Trägersubstrat, dem Membranchip (siehe Abbildung 4.1). Die elektrische Ansteuerung der Membranaktorik erfolgt von der Substratrückseite über die „via-holes“-Kontakte. Der optische Resonator als solches entsteht erst durch Zusammenfügen beider Teile nach deren Fertigstellung (siehe 4.2). Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einer hybriden Bauform oder auch hybriden Integration. Im Gegensatz dazu steht die sogenannte monolithisch integrierte Bauform, bei welcher der Resonator auf einem einzigen Substrat „in einem Stück“ gefertigt wird.

Vergleicht man an dieser Stelle die Unterschiede eines monolithischen und eines hybriden Aufbaus, so lassen sich folgende Vor- und Nachteile des Zwei-Chip-Konzepts aufführen:

### Vorteile

- Die Möglichkeit der eigenständigen Optimierung von Mikromechanik und Aktorik unabhängig von der Technologie des zweiten Chip. Es müssen keinerlei Kompromisse bezüglich Kompatibilität von Material, Größe oder des Prozess zur Herstellung des Membranchips eingegangen werden. Dies eröffnet sehr viele

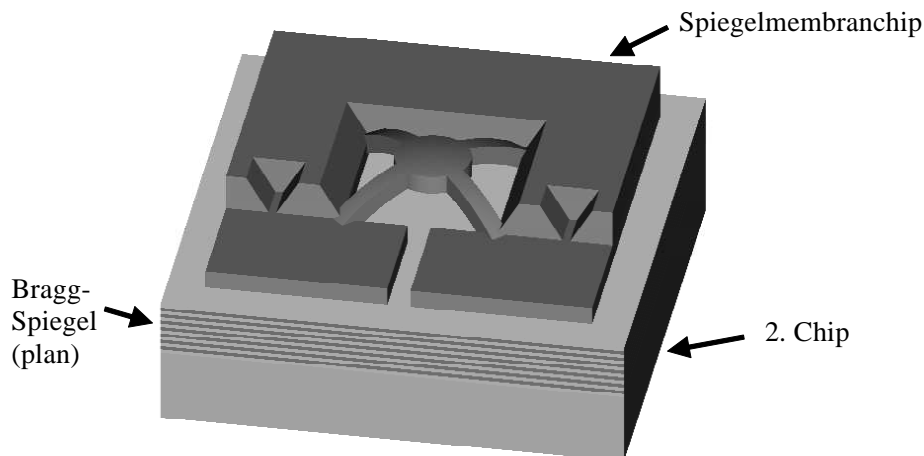


Abbildung 4.2: Zwei-Chip-Konzept eines abstimmbaren optischen Resonators. Der Spiegelmembranchip liegt direkt auf dem 2. Chip.

zusätzliche Möglichkeiten gegenüber monolithisch integrierten Bauelementen. Insbesondere lassen sich problemlos unterschiedliche Materialsysteme kombinieren, so dass es z.B. möglich ist, bei einem langwelligen VCSEL auf *InP*-basierende Bragg-Spiegel zu verzichten.

- Der geringere Ausschuss durch herstellungsbedingte Fehlanpassung. Beide Chips können vor dem Zusammenfügen getrennt voneinander charakterisiert werden, so dass es möglich ist, zueinander passende Paare gezielt auszuwählen. Dadurch wird eine Fehlanpassung frühzeitig vermieden.
- Die einfache Integration von sogenannten Intra-Cavity-Elementen, d.h. Strukturen im Inneren des Resonators. Dadurch, dass man vor dem Zusammenfügen der beiden Chips unmittelbar Zugang zu dem Resonatorinneren hat, können weitere Elemente wie Linsen oder Aperturen in den Resonator zwecks Optimierung eingebracht werden.
- Die einfachere Realisierung von langen optischen Resonatoren gegenüber kurzen Bauformen. Aufgrund der erhöhten Wellenlängenselektivität beeinflusst ein langer Resonator die Bauelementeigenschaften optischer Filter und VCSEL positiv.

### Nachteile

- Der höhere technologische Aufwand durch den zusätzliche Prozessschritt für das Zusammenfügen der beiden Chips. Hierdurch ergeben sich zum einen neue

Herausforderungen bezüglich der Einhaltung von Justagetoleranzen während der Endmontage und zum anderen auch im Hinblick auf eine Langzeitstabilität des Bauelements. Dieser höhere Aufwand führt natürlich zu höheren Fertigungskosten und längeren Fertigungszeiten, so dass das Konzept nicht unmittelbar für eine Massenfertigung geeignet scheint.

- Der höhere Materialaufwand durch eine eingeschränkte Miniaturisierung und durch die Verwendung eines zweiten Substrats. Für das Zusammenführen der beiden Chips darf eine gewisse Bauteilgröße nicht unterschritten werden, um eine einfache Handhabung zu gewährleisten. Außerdem wird für eine dauerhafte Verbindung zusätzliche Fläche benötigt, an der beide Chips aneinander gehalten werden. Daher kann die Bauelementgröße nur bedingt reduziert werden.
- Die Möglichkeit, den Charakterisierungsprozess des fertigen Bauelements erst nach Abschluss der Endmontage durchzuführen. Somit entfällt die effiziente Möglichkeit des sogenannten „On-Wafer-Testing“, d.h. die Messung der Eigenschaften auf Wafer-Ebene vor der Vereinzelung der Bauelemente.
- Eine kurze Resonatorlänge, wie sie für geringe Abstimmspannungen bei elektrostatischer Spiegelmembranauslenkung nötig wäre, ist schwieriger zu realisieren.

Das Zwei-Chip-Konzept stellt besondere Anforderungen an den Membranchip. So sollte die Spiegelmembran neben einer hohen Reflektivität auch eine rotationssymmetrische, konkave Krümmung aufweisen, um Beugungsverluste eines langen Resonators zu minimieren und um ein möglichst kreisrundes Fernfeld des Lasers, für die verlustarme Einkopplung in eine optische Glasfaser, zu realisieren. Außerdem sollte die bewegliche Membran bereits so vorgespannt sein, dass sie sich zum Substrat hin absenkt, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Dadurch kann der Membranchip direkt auf die Oberfläche des zweiten Chips auflegt werden. Der Luftspalt zwischen Membran und der Oberfläche des zweiten Chips ist dann im Wesentlichen durch die Anfangsauslenkung der Membran vorgegeben und kann so reproduzierbar gefertigt werden. Der große Vorteil dieses Konzepts liegt darin, dass die Justage während des Zusammenfügens der beiden Chips entscheidend vereinfacht wird. Durch den direkten Kontakt beider Chips miteinander werden Verkippungen weitestgehend ausgeschlossen, so dass die Chips anschließend nur noch in der horizontalen Ebene justiert werden müssen. Die Zahl der Freiheitsgrade für die Positionierung sinkt somit von sechs auf zwei, so dass dadurch ein großer Nachteil des Zwei-Chip-Konzepts

beträchtlich entschärft wird. Außerdem kann durch direktes Auflegen eine sehr robuste Verbindung der beiden Teile erreicht und so eine Verwendung auch außerhalb von Laborbedingungen ermöglicht werden.

Die Einstellung der Membrankrümmung und der Anfangsauslenkung erfordern jedoch eine gezielte Beeinflussung des Schichtstress innerhalb des Spiegelmaterials. Diese beiden Parameter haben einen wesentlichen Einfluss auf die Resonatormoden. Eine hohe Bauteilsymmetrie ist die Voraussetzung für die Realisierung eines verlustarmen, stabilen, plan-konkaven Resonators, dessen Grundmode der gewünschte Gaußstrahl ist.

Da die Membran mit Hilfe von elektrischem Strom oder Spannung ausgelenkt werden soll, ist es vorteilhaft, die dafür benötigten Kontakte auf die Rückseite des Substrats zu verlegen, um so weiterhin ein direktes Auflegen des Chips zu ermöglichen. Der elektrische Zugang von der Rückseite zur Spiegelmembran bzw. zu dem Aktuator auf der Vorderseite erfolgt über eine Durchkontaktierung des Substrats, sogenannte „via-holes“. Dadurch bleibt die Oberfläche des Membranchips plan. Die verschiedenen Möglichkeiten der Aktorik werden in Abschnitt 4.4 vorgestellt.

## 4.2 Technologische Herstellung des Bragg-Spiegels

Im folgenden Abschnitt soll ein kurzer Überblick über die Herstellung des Ausgangsmaterials für die Spiegelmembranen gegeben werden. In der vorliegenden Arbeit wurden abstimmbare Membranen sowohl aus halbleitenden Materialien als auch dielektrischen Materialien hergestellt. Jedes Material bietet eigene, spezifische Vorteile gegenüber dem jeweils anderen. So sind  $Si_3N_4/SiO_2$ -Spiegel in den optischen Eigenschaften überlegen, während  $GaAs/AlGaAs$ -Bragg-Spiegel durch die Möglichkeit der Dotierung eine einfachere Integration der mikromechanischen Aktorik erlauben. Beide Materialien können auf semi-isolierende  $GaAs$ -Wafersubstrate aufgebracht werden.

### 4.2.1 $GaAs/AlGaAs$ -Bragg-Spiegel

Für die Herstellung eines Bragg-Spiegels wählt man vorzugsweise Materialien mit hohem relativen Brechungsindexunterschied (siehe auch Abschnitt 2.1). Den größten relativen Brechungsindexunterschied  $GaAs$ -basierender Spiegel besitzt das Materialsystem  $GaAs/AlAs$  mit ca.  $\Delta n_{rel} = 14,2\%$  für langwelliges Licht. Allerdings ist die Lebensdauer von  $GaAs/AlAs$ -Spiegelmembranen recht begrenzt, da das  $AlAs$  innerhalb einer Zeit von einigen Wochen durch den Luftsauerstoff oxidiert. Abhilfe schafft



die Zugabe von Gallium, wodurch eine Degradation des Spiegels verhindert wird. Bereits Konzentrationen von wenigen Prozent verlängern die Lebensdauer beträchtlich, reduzieren allerdings auch den relativen Brechungsindexunterschied. In dieser Arbeit wurde Spiegelmaterial mit  $Ga$ -Konzentrationen von 15 % verwendet. Degradation durch Oxidation konnte nicht beobachtet werden und auch laut Literatur [51, 50] sind solche Schichten über viele Jahre stabil. Ein  $GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As$ -System besitzt immerhin noch einen relativen Brechungsindexunterschied von  $\Delta n_{rel} = 12,6$ . Je nach gewünschter Reflektivität wurden  $GaAs/AlGaAs$ -Spiegel mit 41 bis 61 Schichten bzw. 20,5 bis 30,5 Perioden hergestellt.

Die halbleitenden Bragg-Spiegel wurden im Rahmen dieser Arbeit mit einer MBE-Anlage<sup>3</sup> am Walter-Schottky Institut der Technischen Universität München oder einer MOVPE-Anlage<sup>4</sup> (bzw. MOCVD-Anlage<sup>5</sup>) am Laboratoire de Photonique et de Nanostructures du Centre National de la Recherche Scientifique (LPN-CNRS), Marcoussis, Frankreich, gewachsen [109, 114, 116, 117, 119].

### **Molecular Beam Epitaxy, MBE [57]**

In dem hoch-evakuierten MBE-Reaktor treffen die Molekularstrahlen der für das Wachstum der Schicht erforderlichen Elemente auf dem einkristallinen, geheizten  $GaAs$ -Substrat zusammen und reagieren miteinander. Für den Bragg-Spiegel benötigt man dazu eine Gallium-, eine Arsen- und eine Aluminium-Quelle, sowie ggf. eine weitere Silizium-Quelle zur Herstellung dotierter Halbleiter. Mechanische Schließer<sup>6</sup> ermöglichen eine schnelle Zuführung und Unterbrechung der einzelnen Molekularstrahlen, so dass schnell zwischen den unterschiedlichen Kompositionen des Bragg-Spiegels gewechselt werden kann. Die Komposition der Schichten wird im Wesentlichen durch die Stärke der einzelnen Molekularstrahlen, d.h. den Zufluss der Elemente beeinflusst. Zur Erzielung einer maximalen Homogenität rotiert das Substrat während des Epitaxy-Prozesses.

### **Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy, MOVPE [58]**

Der MOVPE-Prozess ist wesentlich komplexer als der MBE-Prozess - er erlaubt dafür jedoch einen höheren Grad an Flexibilität. Die Anforderungen an den Druck

---

<sup>3</sup>MBE: engl. Molecular Beam Epitaxy

<sup>4</sup>MOVPE: engl. Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy

<sup>5</sup>MOCVD: engl. Metal-Organic Chemical Vapor Deposition

<sup>6</sup>engl. Shutter

im MOVPE-Reaktor sind weitaus geringer, so dass meist ein schwaches Vakuum ausreicht. Als Materialquellen für das Schichtwachstum werden metall-organische Verbindungen verwendet, wie z.B. Trimethylgallium ( $TMGa$ ) und Trimethylaluminium ( $TMAI$ ). Diese Stoffe werden mit Hilfe eines Trägergases, z.B. Wasserstoff ( $H_2$ ), dem Reaktor zugeführt. Außerdem wird für den  $GaAs/AlGaAs$ -Bragg-Spiegel das Gas Arsenwasserstoff ( $AsH_3$ ) benötigt. Die eingeleiteten Gase zersetzen sich im beheizten Reaktor und der Halbleiter lagert sich auf dem Substrat ab.

#### 4.2.1.1 Einbau einer Schichtverspannung in $GaAs/AlGaAs$

Fertigt man bewegliche, kreisrunde Membranen, die jeweils an zwei dünnen Stegen am Substrat aufgehangen sind, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, aus einem herkömmlich gewachsenen, homogenen  $GaAs/AlGaAs$ -Bragg-Spiegel an, so lassen sich zwei Phänomene beobachten:

- a) Etwa die Hälfte aller Membranen ist vom Substrat weg, d.h. nach oben bzw. konvex gebogen. Der andere Teil der Membranen ist zum Substrat hin, d.h. nach unten bzw. konkav verbogen.
- b) Die Krümmung der Membran in Richtung der Stege ist wesentlich stärker als in der dazu orthogonalen Richtung, in der die Membranfläche nahezu plan ist. Die Spiegelmembranen weisen somit eine zunächst unerwünschte elliptische Krümmung auf.

Die Ursache für diese beiden Erscheinungen liegt darin, dass die Membranstruktur gegenüber dem  $GaAs$ -Substrat verspannt ist. Das Kristallgitter von  $GaAs$  hat eine Gitterkonstante von ca.  $5,6533 \text{ \AA}$  während die Gitterkonstante von  $Al_{0,85}Ga_{0,15}As$  etwa  $5,6590 \text{ \AA}$  beträgt [55, 56]. Demnach ist der epitaktische  $GaAs/AlGaAs$ -Spiegel in der Summe kompressiv gegenüber dem Substrat verspannt, d.h. die Spiegelschicht wird sich nach dem Freiätzen auszudehnen versuchen. Die beidseitig eingespannte Membran biegt sich demnach in Folge der Verspannung entweder nach oben oder nach unten durch, um diese Materialausdehnung zu ermöglichen. Senkrecht zu den Aufhängungen ist die Membran nicht eingespannt, so dass es in dieser Richtung zu keiner Verbiegung kommt.

Wird eine rotationssymmetrisch gewölbte Membran angestrebt, so kann man dem Problem der Elliptizität dadurch begegnen, dass die Membran nicht nur an zwei, sondern an vier, jeweils einen Winkel von  $90^\circ$  bildenden Stegen am Substrat aufgehangen wird, wie in Abbildung 4.2 gezeigt. Dies führt dazu, dass die Symmetrie deutlich erhöht und die Membran dadurch sehr gleichmäßig gekrümmt wird.

Damit ist allerdings noch nicht das Problem behoben, dass die Membranen zufällig mal konkav, mal konvex gebogen sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde herausgefunden, wie mit Hilfe eines Stressgradienten innerhalb der Spiegelschichten die Membrankrümmung gezielt beeinflusst werden kann, so dass es stets zu der erwünschten konkaven Membrangeometrie kommt. Dies kann durch geringe Zugabe von Indium (2 % – 5 %) in den substratnahen *GaAs*-Schichten geschehen. Die Indiumatome nehmen in diesem Fall die Gitterplätze der ersetzten Galliumatome ein. Die Gitterkonstante  $a_0$  des Kristallgitters einer Verbindung der Form  $Ga_xIn_{1-x}As$  lautet [55, 56]:

$$a_0 = 6,0584 - 0,4051 x. \quad (4.1)$$

Damit ergibt sich für  $Ga_{0,95}In_{0,05}As$  eine Gitterkonstante von  $5,6736 \text{ \AA}$ , also eine deutliche Vergrößerung des Kristallgitters gegenüber *GaAs* und auch *AlGaAs*. Somit lässt sich durch Zugabe von Indium gezielt kompressiver Stress innerhalb des Spiegelmateri als erzeugen. Geschieht dies ausschließlich in den ersten, substratnahen Spiegelschichten, so baut sich ein Stressgradient innerhalb des Materials auf, der die Membranen stets konkav und selbst zweifach aufgehängte Membranen nahezu perfekt rotationssymmetrisch krümmt. Eine genauere Untersuchung der Schichtverspannung und der Membrankrümmung findet sich in Abschnitt 4.5.

#### 4.2.2 *Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>*-Bragg-Spiegel

Dielektrische Bragg-Spiegel auf *GaAs*-Substrat wurden im Rahmen dieser Arbeit mit einer PECVD-Anlage<sup>7</sup> am Institut für Mikrostrukturtechnologie und Analytik der Universität Kassel abgeschieden [125]. Dazu wurde eine Parallel-Platten-Reaktor-Anlage mit Frequenz-Umschaltung verwendet. Bei geringem Druck werden geeignete Gase, welche die für die abzuscheidende Schicht benötigten Elemente enthalten, unter Zufuhr von elektrischer Leistung im Reaktor zu einer Gasentladung zwischen zwei Kondensatorplatten angeregt. Für die Abscheidung der dielektrischen Materialien wird das Gas Silan (*SiH<sub>4</sub>*) verwandt. Die Ionen reagieren auf der Oberfläche des geheizten Substrats und lagern sich dort an. Aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds liefern Bragg-Spiegel mit 21 bis 25 Schichten bzw. 10,5 bis 12,5 Perioden bereits ausreichend hohe Reflektivitäten für eine Anwendung im VCSEL.

---

<sup>7</sup>PECVD: engl. Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

#### 4.2.2.1 Einbau einer Schichtverspannung in $Si_3N_4/SiO_2$

In [60] konnte gezeigt werden, dass der mechanische Stress in  $Si_3N_4$ -Schichten von der Plasmaanregungsfrequenz abhängt. Bei einer hohen Frequenz sind die Plasma-Ionen nicht in der Lage, dem elektrischen Wechselfeld zu folgen, während sie bei der niedrigen Frequenz im Plattenkondensator beschleunigt werden und mit erhöhter kinetischer Energie auf das Substrat treffen. Bei niedriger Plasmaanregungsfrequenz sind die Moleküle daher in der abgeschiedenen Schicht dichter angeordnet als bei der hohen Frequenz, wodurch sich unmittelbar ein Einfluss auf den Schichtstress ergibt [61]. Ein solcher Einfluss ist bei  $SiO_2$ -Schichten wesentlich geringer ausgeprägt, so dass für eine gezielte Stresseinstellung ausschließlich die  $Si_3N_4$ -Schichten in Frage kommen [63].

Die PECVD-Anlage erlaubt die Wahl zwischen einer hohen und einer niedrigen Plasmaanregungsfrequenz. Die niedrige Frequenz ( $130\text{ kHz}$ ) führt zu einer kompressiven Schichtverspannung, während die hohe Frequenz ( $13,56\text{ MHz}$ ) eine zugverspannte  $Si_3N_4$ -Schicht erzeugt. Die gezielte Einstellung der Schichtverspannung einer  $Si_3N_4$ -Schicht erfolgt durch ein Frequenz-Mischverfahren, bei dem die Plasmaanregungsfrequenz periodisch abwechselnd zwischen dem hochfrequenten und niederfrequenten Wert umgeschaltet wird [59, 125].

Durch Ändern des zeitlichen Verhältnisses<sup>8</sup> zwischen hoch- und niederfrequenten Anregung kann der homogene Schichtstress in der  $Si_3N_4$ -Schicht kontinuierlich zwischen sehr kompressiv ( $+850\text{ MPa}$ ) und sehr tensil ( $-300\text{ MPa}$ ) eingestellt werden. Eine  $SiO_2$ -Schicht hat einen vergleichsweise konstanten Wert von ca.  $+8\text{ MPa}$ . Somit lässt sich ein Spiegel abscheiden, der einen vertikalen Stressgradienten besitzt, wobei die zuerst abzuschheidenden, substratnahen Schichten kompressiv und die letzten Schichten tensil vorgespannt werden. Eine Membran, die aus einem solchen Spiegelmaterial gefertigt wird, weist nach dem Freiätzen stets eine konkave, rotationssymmetrische Membrankrümmung auf. Eine genauere Untersuchung der Schichtverspannung und der Membrankrümmung findet sich in Abschnitt 4.5.

### 4.3 Technologische Herstellung des Membranchip

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Prozessschritte erläutert werden, die zur Herstellung des Spiegelmembranchips notwendig sind. Dazu soll zunächst das Herstellungsverfahren in allgemeiner Form und unabhängig von dem verwendeten

---

<sup>8</sup>D.h. des "duty cycle".

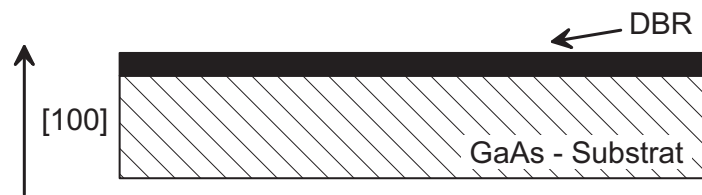


Abbildung 4.3: Ausgangsmaterial für den Membranchip: ein Bragg-Spiegel (DBR) auf GaAs-Substrat.

Spiegelmaterial dargestellt werden. In dem darauf folgenden Abschnitt wird dann detailliert die unterschiedliche Umsetzung der Prozesse für die beiden Materialiensysteme  $GaAs/AlGaAs$  und  $Si_3N_4/SiO_2$  geschildert.

Das Ausgangsmaterial für die Herstellung der Membranchips ist ein Bragg-Spiegel auf einem (100)-GaAs-Wafer (siehe Abbildung 4.3), der wie im vorausgegangenen Abschnitt beschrieben, hergestellt wurde.

### Substrat Dünnung

Vor der Strukturierung des Wafermaterials, wird das GaAs-Substrat zunächst von  $550\,\mu m$  bzw.  $350\,\mu m$  auf ca.  $150\,\mu m$  geläppt. Diese Dünnung wird im Vorfeld durchgeführt, um später, wenn das Substrat unterhalb der Membran ätztechnisch entfernt werden soll, den Ätzprozess bezüglich Dauer und Genauigkeit zu verbessern. Eine Substratdicke von  $150\,\mu m$  bietet noch ausreichend Stabilität während der anschließenden Prozessierung der Waferproben und auch für die Fertigstellung des endgültigen VCSEL-Bauelements, welches durch das Zusammenfügen mit dem zweiten Chip entsteht.

Das Läppen basiert auf einem chemisch-mechanischen Abtragungsprozess. Der Wafer wird zunächst mit der Vorderseite mit Hilfe von Wachs auf einem Träger des Läppautomaten fixiert. Anschließend wird in dem Läppautomat die Rückseite des Wafers über längere Zeit (ca. 2h) in kreisenden Bewegungen über ein Tuch gerieben und kontinuierlich eine chlorhaltige und mit Abriebpartikeln vermischte Suspension zugeführt. Die Chlorverbindung führt zu einer Oxidation der GaAs-Oberfläche, wodurch es zu einer höheren Abriebrate kommt. Die Vorderseite des Wafers, auf dem sich der Bragg-Spiegel befindet, wird während des Läppens durch den Wachsfilm geschützt.

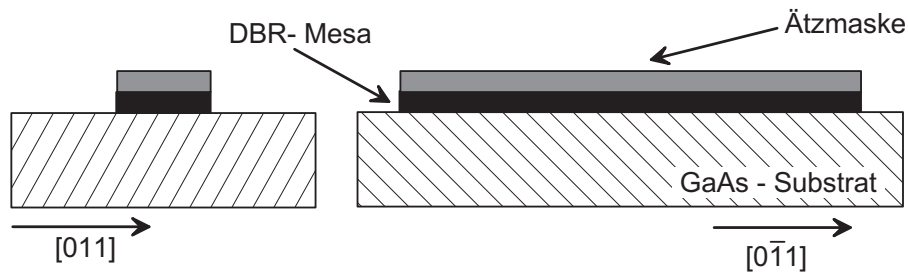


Abbildung 4.4: Ätzen einer Mesa-Struktur im Bragg-Spiegel auf der Vorderseite des Wafermaterials.

### Mesa Ätzen

Nach dem Lappen des Substrats wird auf der Spiegelseite die Membran inklusive ihrer Aufhängungen strukturiert. Dazu wird durch einen Lithographie-Prozess je nach vorgesehenem Mesa-Ätzverfahren eine positive oder negative Ätzmaske der gewünschten Membranstruktur auf der Spiegeloberfläche erstellt. Neben der eigentlichen Membranstruktur sollen auch weitere Spiegelflächen auf dem Substrat verbleiben, die später als Auflagefläche des Membranchips beim Zusammensetzen der beiden Chips zu einem Bauelement dienen (siehe Abbildung 4.1 links). Nach der Fertigstellung der Ätzmaske wird das Spiegelmaterial, welches nicht durch die Ätzmaske geschützt ist, mit Hilfe eines geeigneten Ätzprozesses entfernt, so dass eine Mesa-Struktur entsteht. Das anschließende Entfernen der Ätzmaske im Acetonbad stellt den Abschluss dieses Prozessschritts dar.

Je nach Art der Aktorik können nun gegebenenfalls weitere Prozesse für die Integration in der Membran erfolgen. Dies wird jedoch erst in Abschnitt 4.4 erläutert.

### Freiätzen der Membran durch *GaAs*-Volumenmikromechanik

Damit die Spiegelmembran durch Ansteuerung des Aktuators in vertikaler Richtung frei bewegt werden kann, muss in einem letzten Arbeitsschritt das Substrat unterhalb der Membran selektiv entfernt werden. Dazu wird lithographisch eine relativ dicke Photolack-Ätzmaske (z.B. Clariant AZ 4562 mit ca.  $6\,\mu\text{m}$  Dicke) auf der Rückseite des Substrats erstellt, welche diejenigen Substratbereiche schützt, die während des sich anschließenden nass-chemischen Ätzverfahrens nicht angegriffen werden sollen (siehe Abbildung 4.5). Hier wird die Größe des zu ätzenden Membranlochs definiert und damit gleichzeitig die Länge der Membranaufhängung bestimmt. Vor dem Ätzvorgang wird die Spiegelseite mit Wachs auf einen Träger geklebt. Das Wachs bietet Schutz vor der Ätzlösung und verhindert, dass die fragile Struktur nach der

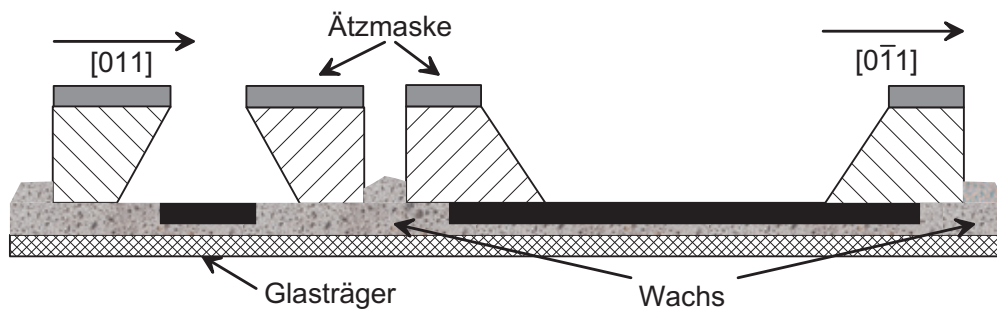


Abbildung 4.5: Entfernung des GaAs-Substrats unterhalb der Spiegelmembran durch nass-chemisches Sprühätzen. Der Sprühnebelstrahl wird dazu senkrecht von unten auf die Rückseite der kopfüber hängenden Probe gerichtet.

Substratentfernung Schäden erleidet.

Für die selektive Entfernung des Substrats wird ein Sprühätzverfahren verwendet [49], bei dem die Probe kopfüber hängend einem sehr feinen Sprühnebelstrahl aus Ätzlösung ausgesetzt wird. Als Ätzlösung für das GaAs-Substrat wird eine Mischung aus Wasserstoffperoxid  $H_2O_2$  und wässriger Ammoniaklösung  $NH_3OH$  im Volumenverhältnis<sup>9</sup> von 100 : 15 verwendet. Bei Raumtemperatur wird eine Ätzrate von ca.  $9 \mu m/min$  in  $[100]$ -Richtung erzielt.

Das Sprühätzen fördert den Austausch von Produkten und Edukten während des Ätzvorgangs und führt dadurch zu einem anisotropen Prozess. Ohne die Kinematik des Sprühätzens würde aufgrund des eingeschränkten Ionenaustauschs ein isotroper Ätzprozess ablaufen. Das anisotrope Ätzen hat den Vorteil, dass die entstehende Ätzgrube in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung sehr scharf definierte Übergänge zwischen Membran und Rand aufweist. Dadurch lässt sich eine hohe Genauigkeit der Membransteglänge und damit eine exakte Symmetrie der Membranaufhängung erreichen. Während dieses Prozessschritts macht sich auch die vorherige Reduzierung der Substratdicke bezahlt, die zu einer Erhöhung der Genauigkeit beiträgt. In  $[0\bar{1}1]$ -Richtung ergeben sich gleichmäßige, positive Ätzflanken, die dazu führen, dass sich das Membranloch in dieser Richtung verkürzt, je tiefer in das Substrat geätzt wird<sup>10</sup>.

In der zur  $[0\bar{1}1]$ -Richtung orthogonalen  $[011]$ -Richtung hingegen, entstehen negative Ätzflanken und damit Unterätzungen, die eine Vergrößerung der Lochbreite in der  $[011]$ -Richtung mit zunehmender Tiefe bewirken. Dadurch wird der Austausch der Ätzlösung während des Sprühätzens an den Lochkanten umso mehr behindert,

<sup>9</sup>Konzentration  $H_2O_2$  : 30 % und Konzentration  $NH_3OH$  : 25 %.

<sup>10</sup>Der Böschungswinkel zur  $[100]$ -Richtung beträgt  $35,3^\circ$ , d.h die Flanke hat anstatt  $90^\circ$  lediglich einen Winkel von  $54,7^\circ$  zur Waferoberfläche.

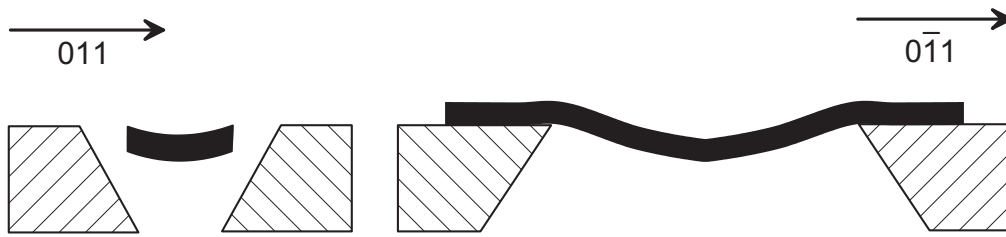


Abbildung 4.6: Fertig strukturierter Spiegelmembranchip

je tiefer die Ätzgrube ist. Die Substratkanten senkrecht zu dieser Richtung sind daher oftmals alles andere als geradlinig und nicht genau zu definieren, so dass bei der Entwicklung des Spiegelmembrandesigns vermieden werden sollte, die Membranaufhängungen an einer dieser Seiten zu fixieren. Aufgrund der unterschiedlichen Kantenbeschaffenheit der Ätzgrube ist insbesondere die Orientierung der Ätzmaske zur Waferorientierung nicht nur in diesem letzten Prozessschritt sondern bereits während der Strukturierung der Mesa auf der Vorderseite zu beachten. Eine quadratische Photolack-Ätzmaske auf der Rückseite des Substrats führt demnach zu einem rechteckigen Loch auf der Vorderseite mit einem Seitenlängenverhältnis der  $[011] : [0\bar{1}1]$ -Richtung von etwa 1,3 : 1.

Sobald das Substrat während des Ätzprozesses unterhalb der Membran vollständig entfernt ist, kommt der Spiegel in Kontakt mit der Ätzlösung. Daher muss sichergestellt werden, dass die Ätzlösung die Oberfläche der Membranrückseite nicht angreift. Für das *GaAs*-Spiegelmaterial ist dazu eine besondere Ätzstoppschicht notwendig (siehe Abschnitt 4.3.1), um das Spiegelmaterial nicht anzugreifen. Nach dem Entfernen des Substrats ist die Membranstrukturierung abgeschlossen. Man bezeichnet diese Art der Herstellung mikromechanischer Elemente auch als Volumenmikromechanik<sup>11</sup> im Gegensatz zur Oberflächenmikromechanik<sup>12</sup>, bei der das Substrat erhalten bleibt und die mikromechanische Struktur durch Unterätzung einer Opferschicht ausschließlich von der Vorderseite bearbeitet wird.

Nachdem der Ätzvorgang abgeschlossen ist, kann das Wachs und die Ätzmaske wieder entfernt werden. Aufgrund von Schichtverspannung kommt es nach dem Ablösen zu der gewünschten konkaven Verformung der Spiegelmembran (siehe Abbildung 4.6). Ohne eine solche Schichtverspannung wäre die Membran völlig plan. Das hätte jedoch zur Folge, dass kleinste Ungenauigkeiten während des Herstellungsprozesses zu einer leichten Unsymmetrie (z.B. ungleichmäßig geätztes Membranloch oder Dejustage der Rückseitenätzmaske zur Mesa-Struktur auf der Vorderseite) und

<sup>11</sup>engl. Bulk micromachining.

<sup>12</sup>engl. Surface micromachining.



einer deutlichen Verkipfung der Spiegelmembranoberfläche relativ zur Substratoberfläche führen würde. Da eine Verkipfung der Membran in dem angestrebten Zwei-Chip-Konzept nachträglich nicht mehr ausgeglichen werden kann, ist die Verwendung planer Spiegelmembranen ungeeignet. Bei konkav gekrümmten Membranen wirkt sich eine Unsymmetrie der Geometrie weitaus weniger stark aus. Eine eventuelle Membranverkipfung würde dazu führen, dass der Scheitel sich nicht mehr im Zentrum der Membran befindet sondern etwas verschoben ist. Dies kann jedoch ohne Weiteres wieder durch eine entsprechende Verschiebung der beiden Chips zueinander ausgeglichen werden, so dass sich der Scheitel exakt über dem Mittelpunkt der aktiven Zone befindet.

Je nach Spiegelmaterial sind unterschiedliche Ätzverfahren und damit gegebenenfalls unterschiedliche Ätzmasken zur Erzeugung der Mesa-Struktur notwendig. In den folgenden Abschnitten wird auf die Besonderheiten der Prozessierung in Abhängigkeit der Materialien eingegangen.

### 4.3.1 *GaAs/AlGaAs* - Spiegelmembranen

#### Mesa Ätzen

Die Dicke des Bragg-Spiegels (ca.  $5\mu m$ ) ist im Vergleich zu den lateralen Abmessungen der Membran (kleinste Stegbreite ca.  $40\mu m$ ) sehr gering. Daher können Unterätzungen während dieses Prozessschritts toleriert und für die Entfernung des Spiegelmaterials auf der Vorderseite ein isotropes, nass-chemisches Ätzverfahren angewandt werden. Eine Lösung aus Wasserstoffperoxid  $H_2O_2$ , Phosphorsäure  $H_3PO_4$  und DI-Wasser  $H_2O$  im Verhältnis<sup>13</sup> 1 : 1 : 2 Volumeneinheiten ätzt *GaAs*, *AlGaAs* und *GaInAs* weitgehend unselektiv mit einer Rate von ca.  $2,5\mu m/min$ . Als Ätzmaske kann herkömmlicher Photolack (z.B. Clariant Az 1518) verwendet werden, der zuvor durch Lithographie entsprechend strukturiert wird. Der Ätzprozess kann einfach durch Eintauchen der Probe im Becherglas erfolgen. Die Entfernung des Bragg-Spiegels ist aufgrund eines bunten Farbenwechsels während des Ätzens der einzelne Spiegelschichten gut zu verfolgen. Der Zeitpunkt, bei dem der komplette Spiegel abgetragen und der Ätzprozess zu beenden ist, lässt sich leicht dadurch erkennen, dass der Farbwechsel zum Erliegen kommt, sobald das homogene *GaAs*-Substrat die Oberfläche erreicht. Die Rückseite der Probe ist während des Prozesses in geeigneter Weise zu schützen. Hier bietet sich ein Aufkleben der Probe mit Wachs

---

<sup>13</sup>Konzentration  $H_2O_2$  : 30 % und Konzentration  $H_3PO_4$  : 85 %

oder Photolack auf einem Glasträger an.

### Freiätzen der Membran

Der  $GaAs/AlGaAs$ -Bragg-Spiegel der Membran ist für eine Verwendung in Luft als beidseitig umgebendes Medium konstruiert, d.h. die äußersten Spiegelschichten auf der Vorder- und Rückseite sind aus dem hochbrechenden  $GaAs$ . Um nun zu verhindern, dass diese Schicht ebenfalls während der Substratentfernung geätzt wird, wächst man eine zusätzliche, sogenannte Ätzstoppschicht zwischen Substrat und Spiegel, auf welcher der Rückseitenätzprozess zum Erliegen kommt, bzw. stark verlangsamt stattfindet. Die verwendete Ätzlösung aus Wasserstoffperoxid und Ammoniak ätzt  $GaAs$  selektiv gegenüber  $AlGaAs$ . Daher kann eine solche Ätzstoppschicht aus  $AlGaAs$  gewachsen werden. Die Selektivität ist umso höher, je geringer der  $Ga$ -Anteil in der Ätzstoppschicht und je geringer der Ammoniak-Anteil in der Ätzlösung ist. Um auf jeden Fall einen Angriff des Bragg-Spiegels zu vermeiden, wird eine Ätzstoppschicht ca.  $300\text{ nm}$  bis  $500\text{ nm}$  dick gewachsen und ist damit stärker als die übrigen  $\lambda/4$ - Spiegelschichten. Zusätzlich wird kurz vor dem Erreichen der Ätzstoppschicht zur Steigerung der Selektivität die Ammoniak-Konzentration der Ätzlösung auf  $100 : 1$  Volumeneinheiten verringert.

Nach dem vollständigen Entfernen des Substrats unterhalb der Spiegelmembran, verbleibt die Ätzstoppschicht auf dem Bragg-Spiegel. Um diese anschließend zu entfernen, muss nun eine Ätzlösung verwendet werden, die  $AlGaAs$  selektiv zu  $GaAs$ , der ersten Spiegelschicht, ätzt. Hierfür kann verdünnte Salzsäure oder auch eine verdünnte Ammoniumfluoridlösung verwendet werden. Bei beiden ist die Selektivität ausreichend hoch, so dass dieser Prozeßschritt zeitlich unkritisch ist und die Oberfläche des Spiegels nicht angegriffen wird. Abbildung 4.7 zeigt die Vorderseite eines fertigen Membranchips, auf dem eine Spiegelmembran freigeätzt wurde, die mit vier Stegen am Substrat aufgehängt ist. Das Substrat unterhalb der Membran wurde vollständig entfernt, so dass die rückseitige Ätzgrube auf der Vorderseite zum Vorschein kommt.

### 4.3.2 $Si_3N_4/SiO_2$ - Spiegelmembranen

#### Mesa Ätzen

Bislang wurde am Institut für Hochfrequenztechnik ein auf Ammoniumfluorid basierender nass-chemischer Prozess verwendet, um relativ große, dielektrische Spiegelmembranen für Fabry-Pérot-Filter zu ätzen [52, 53]. Dieser Prozess eignete sich

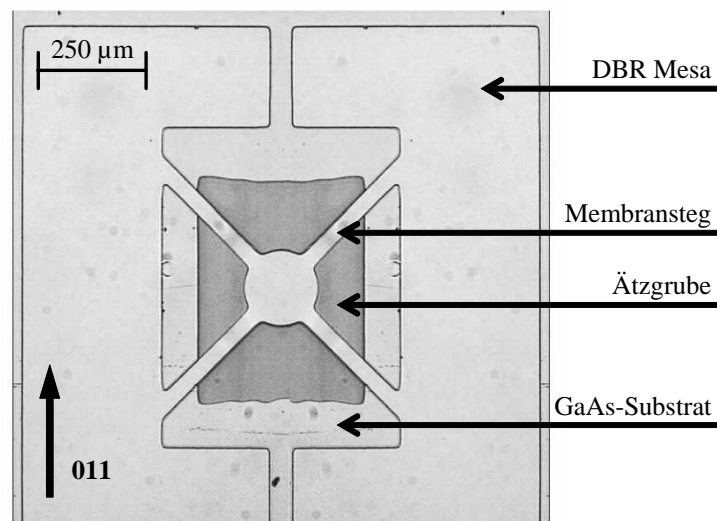


Abbildung 4.7: Mikroskopaufnahme der Vorderseite eines fertigen GaAs/AlGaAs-Spiegelmembranchips. Die bewegliche Spiegelmembran ist über der Ätzgrube aufgehängt.

allerdings nicht zur Herstellung von wesentlich kleineren Spiegelmembranen, mit Durchmessern von weniger als  $100\,\mu\text{m}$ , wie sie für elektrisch gepumpte VCSEL-Bauelemente benötigt werden. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals ein alternativer Prozess, basierend auf einem trocken-chemischen Ätzverfahren entwickelt. Der Spiegel wird dazu in einem Schwefelhexafluorid - ( $\text{SF}_6$ ) - Plasma in einer RIE-Anlage<sup>14</sup> geätzt. Die für den Ätzprozess verantwortlichen Fluor-Kationen werden dabei im elektrostatischen Feld eines Plattenkondensators zusätzlich in Richtung der Probe beschleunigt. Dies erhöht zum einen die Ätzrate in vertikaler Richtung und verringert zum anderen Unterätzungen in horizontaler Richtung unterhalb der Ätzmaske. Die Ätzrate für einen  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Spiegel bei einer Plasmaleistung von  $200\,\text{W}$ , einem Druck von  $100\,\text{mTorr}$ , einem Gaszufluss von  $80\,\text{scc/min}$ <sup>15</sup> und einer an die Elektroden des Plattenkondensators angelegter Spannung von  $175\,\text{V}$  beträgt ca.  $100\,\text{nm/min}$ .

### Nickel-Ätzmaske

Aufgrund des Bombardements mit beschleunigten Fluor-Ionen kommt es während dieses Prozesses nicht nur zu einer chemischen Reaktion, sondern auch zu einem physikalischen Abtrag von Material. Daher ist insbesondere eine Photolackschicht als

<sup>14</sup>RIE = engl. Reactive Ion Etching

<sup>15</sup>scc = engl. standard cubic centimeter

Ätzmaske ungeeignet, da Photolack (z.B. Clariant Az 4562) sogar mit einer Rate von  $175\text{ nm/min}$  abgetragen wird. Besser geeignet ist eine gesputterte Nickel-Ätzmaske, die bei einer Dicke von ca.  $200\text{ nm}$  die Spiegelschichten während einer Ätzzeit von mehr als einer Stunde zuverlässig vor einer Beschädigung schützen kann.

Zur Herstellung einer geeigneten Nickel-Ätzmaske wird auf dem unbehandelten dielektrischen Spiegel zunächst eine ca.  $200\text{ nm}$  dicke Nickelschicht aufgesputtert. Um eine ausreichende Haftung der Schicht im Verlauf der folgenden Strukturierung der Maske zu gewährleisten, ist es besonders wichtig, den internen Stress der Nickelschicht durch einen relativ hohen Argon-Druck von  $400\text{ mTorr}$  während des Sputterns zu minimieren. Je geringer der Argon-Druck in der Sputteranlage, umso größer wird der tensile Stress innerhalb der Schicht und die Anforderung an die Haftkraft zu dem Spiegelmaterial. Steigt der Stress innerhalb der Nickel-Schicht zu stark an, löst sich die Nickel-Ätzmaske bereits nach kurzer Zeit von selbst wieder ab.

Die lithographische Strukturierung der Ätzmaske geschieht mit Photolack (z.B. Clariant Az 1518) und einem anschließenden nass-chemischen Ätzprozess. Die ätztechnische Entfernung des vom Photolack unbedeckten Nickels ist nicht ganz unkritisch, da es zu sehr ausgeprägten Unterätzungen kommen kann<sup>16</sup>. Sehr gute Ergebnisse lassen sich jedoch durch Verwendung eines sehr stark verdünnten Gemischs aus DI-Wasser ( $H_2O$ ) und Salpetersäure<sup>17</sup> ( $HNO_3$ ) im Verhältnis 30 : 1 bei einer Temperatur von  $55^\circ C$  erreichen [54].

### Freiätzen der Membran

Im Gegensatz zu den  $GaAs/AlGaAs$ -Spiegelmembranen ist der Rückseitenätzprozess bei dielektrischen Spiegel unkritisch, da die verwendete Ätzlösung zur Entfernung des Substrats das dielektrische Spiegelmaterial nicht angreift. Somit bedarf es weder einer zusätzlichen Ätzstoppschicht, noch der Verdünnung der Ätzlösung bei Erreichen der Spiegelschichten, um das  $GaAs$ -Substrat unterhalb der Membran restlos zu entfernen.

## 4.4 Integration der Aktorik

Die durch den vorder- und rückseitigen Ätzprozess hergestellte, freihängende Spiegelmembran ist durch ihre flexiblen, dünnen Stege, an denen sie am Substrat aufgehängt ist, beweglich. Um sie nun gezielt in vertikaler Richtung auszulenken und

---

<sup>16</sup>Z.B. bei dem Versuch, die überschüssige Nickelschicht mit Salzsäure zu ätzen.

<sup>17</sup>Konzentration  $HNO_3$  : 98 %

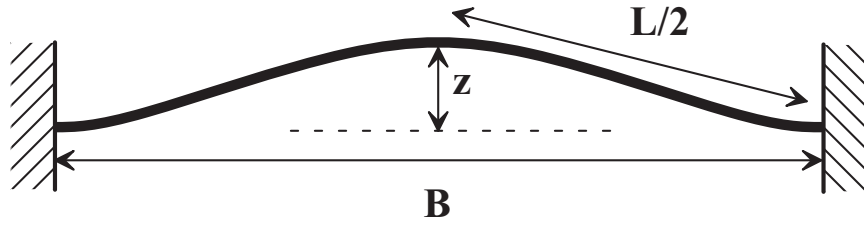


Abbildung 4.8: Querschnittsprofil einer beidseitig eingespannten Membran.

dadurch gegebenenfalls eine Resonatorlänge zu verändern, müssen Kräfte auf die Membran einwirken. Diese Kräfte sollen durch elektrischen Strom oder elektrische Spannung hervorgerufen werden, um eine einfache Ansteuerung des Bauteils zu ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit werden dazu zwei Prinzipien untersucht, die elektrothermische sowie die elektrostatische Auslenkung der Membran.

#### 4.4.1 Elektrothermische Auslenkung

Das Prinzip der elektrothermischen Auslenkung beruht auf der Volumenausdehnung des Spiegelmaterials in Folge von Erwärmung durch einen elektrischen Strom. Ein Aufheizen der Membranstege führt hauptsächlich zu einer Längenänderung der Stege<sup>18</sup>. Da die Membran an zwei gegenüberliegenden Seiten fest eingespannt ist, wird eine Längenänderung um  $\Delta L$  umgesetzt in eine Auslenkung um  $\Delta z$  in vertikaler Richtung. Der Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen kann leicht anhand von Abbildung 4.8 hergeleitet werden. Die Membran der Länge  $L$  besitze aufgrund von Schichtverspannungen ohne Erwärmung eine Anfangsauslenkung  $z_0$ . Das Membranloch habe eine Länge von  $B$ . Da  $z_0 \ll B$  sein soll, kann man das Querschnittsprofil der Membran gut durch ein gleichschenkliges Dreieck annähern und es folgt nach dem Satz des Pythagoras:

$$z^2 = \left(\frac{L}{2}\right)^2 - \left(\frac{B}{2}\right)^2 \quad (4.2)$$

Damit ergibt sich für die Ableitung von  $z$  nach  $L$ :

$$\frac{\Delta z}{\Delta L} = \frac{L}{4z_0} \quad (4.3)$$

Unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit zwischen Längenausdehnung und Temperaturänderung, sowie zwischen Temperaturänderung und umgesetzter

---

<sup>18</sup>Die Ausdehnung des Materials in den anderen Richtungen ist vernachlässigbar.

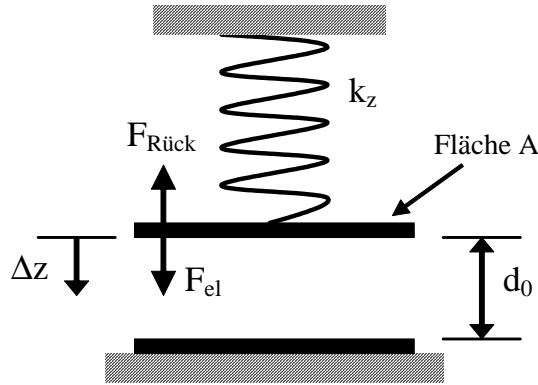


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung eines elektrostatischen Aktuators. Eine Feder mit Federkonstante  $k_z$ , die an der beweglichen Kondensatorplatte befestigt ist, wirkt einer Reduzierung des Plattenabstands  $d_0$  um  $\Delta z$  entgegen.

Wärmeleistung, ist die zusätzliche Auslenkung  $\Delta z$  in vertikaler Richtung proportional zu der umgesetzten elektrischen Leistung  $P$ . Die Vergrößerung der Auslenkung ist umso stärker, je größer die Membran und je geringer die Anfangsauslenkung  $z_0$  ist. Mit Hilfe von elektrothermischer Aktorik kann eine Vergrößerung des Resonators und damit eine Vergrößerung der Resonanzwellenlänge des VCSELs hervorgerufen werden.

#### 4.4.2 Elektrostatische Auslenkung

Die Auslenkung der Membran bei elektrostatischer Aktorik beruht auf elektrostatischen Kräften zwischen der Membran (bzw. einer auf der Membran angebrachten Elektrode) und einer zweiten Gegenelektrode im Abstand  $d$ . Beide Elektroden müssen voneinander elektrisch isoliert sein, um einen Stromfluss zu vermeiden. Sie bilden näherungsweise einen Plattenkondensator, dessen Kondensatorplatten der Fläche  $A$  sich bei Anlegen der Spannung  $U$  mit der Kraft  $F_{el}$ :

$$F_{el} = -\frac{\partial E}{\partial d} = -\frac{\partial}{\partial d} \left( \frac{1}{2} C U^2 \right) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 A \frac{U^2}{d^2} \quad (4.4)$$

anziehen<sup>19</sup>, wobei  $d = d_0 - \Delta z$  den um die Auslenkung  $\Delta z$  reduzierten ursprünglichen Plattenabstand  $d_0$  der beiden Elektroden darstellt. Durch Anlegen einer Spannung wird die bewegliche Kondensatorplatte (d.h. die Membran) so weit ausgelenkt, bis eine entgegengewirkende Rückstellkraft  $F_{Rück}$  im Gleichgewicht zu der elektrostatischen Kraft  $F_{el}$  ist (siehe Abbildung 4.9). Die Rückstellkraft sei wie bei einer idealen

<sup>19</sup>Die Kraft, mit der sich die Platten des Kondensators anziehen, ergibt sich durch Ableitung der im Kondensator gespeicherten Energie  $E$  nach dem Plattenabstand  $d$ .

Feder proportional zur Auslenkung  $\Delta z$ , so dass  $F_{Rück} = k_z \Delta z$  gilt. Hierbei ist  $k_z$  die Federkonstante eines an beiden Enden eingespannten Balkens, wie in Abbildung 4.8 dargestellt. Bei einer zentral angreifenden Kraft kann die Federkonstante wie folgt abgeschätzt werden [65, 66]:

$$k_z = \frac{192 E I_y}{L^3} \quad (4.5)$$

mit dem axialen Flächenträgheitsmoment  $I_y = \int z^2 dA$  des Balkens und dem *Young'schen* Elastizitätsmodul  $E$  des Materials. Die Membranauslenkung  $\Delta z$  im stationären Gleichgewicht ist dann durch ein Polynom 3.Ordnung gegeben:

$$\varepsilon_0 A \frac{U^2}{(d_0 - \Delta z)^2} = k_z \Delta z \quad (4.6)$$

Die Summe der beiden Kräfte lautet demnach:

$$F_{ges} = \varepsilon_0 A \frac{U^2}{(d_0 - \Delta z)^2} - k_z \Delta z. \quad (4.7)$$

Das System wird instabil, sobald die Spannung  $U$  derart ansteigt, dass

$$\frac{\partial F_{ges}}{\partial \Delta z} > 0 \quad (4.8)$$

wird<sup>20</sup>. Dieser Zustand tritt ein, sobald die Auslenkung den Wert  $\Delta z = \frac{d_0}{3}$  bzw. die Auslenkspannung den Wert  $U = U_{pull}$  mit

$$U_{pull} = \sqrt{\frac{8}{27} \frac{k_z d_0^3}{\varepsilon_0 A}} \quad (4.9)$$

überschreitet. Steigt die Spannung darüber hinaus an, wird die elektrostatische Kraft stets überwiegen und die bewegliche Membran wird bis zum Kontakt mit der Gegenelektrode ausgelenkt [47, 48]. Dies wird als sogenannter „Pull-In“-Effekt bezeichnet.

Die Gegenelektrode kann auf dem zweiten Chip angebracht werden. Es muss jedoch dafür gesorgt werden, dass beide Elektroden elektrisch isoliert voneinander sind. Daher ist in der Regel noch eine zusätzliche Isolationsschicht notwendig. Es ist wünschenswert, dass die Membran bereits mit kleinen Spannungen ausreichend ausgelenkt werden kann. Dies erfordert nach Gleichung 4.4 einen sehr geringen Abstand  $d_0$  zur Gegenelektrode bzw. sehr flexible Membranaufhängungen, d.h. eine geringe Federkonstante  $k_z$ .

---

<sup>20</sup>Anschaulich bewirkt die angelegte Spannung  $U$  eine Abschwächung der Federkonstante  $k_z$ . Wird die ursprüngliche Federkonstante durch die elektrostatischen Kräfte kompensiert ( $\frac{\partial F_{ges}}{\partial \Delta z} = 0$ ), so führt eine Auslenkung um  $\partial \Delta z$  *nicht* mehr zu einer größeren Rückstellkraft, was gleichbedeutend mit einer Instabilität des Gesamtsystems ist.

#### 4.4.3 *GaAs/AlGaAs* - Spiegelmembranen

Halbleitende Spiegelmembranen haben im Gegensatz zu dielektrischen Materialien den Vorteil, dass die Spiegelschichten dotiert werden können und damit elektrisch leitfähig werden. Dies kann sowohl für die elektrothermische als auch für die elektrostatische Aktorik ausgenutzt werden. Dotiert man nur die ersten, substratnahen Spiegelschichten und bleiben die zuletzt gewachsenen Spiegelschichten undotiert, so ergeben sich zwei Vorteile:

- a) Da die Dotierung der Halbleiterschichten zu einer Erhöhung der Absorption und damit zu höheren optischen Verlusten führt, können diese Spiegelverluste in Grenzen gehalten werden, wenn lediglich die substratnahen Schichten des Spiegels dotiert werden. In diesen Schichten ist im Laser die elektromagnetische Feldstärke bereits deutlich abgesunken, wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist.
- b) Die undotierte letzte Schicht, die bei der Zusammenführung in Kontakt mit dem zweiten Chip kommt, kann als elektrische Isolationsschicht zur Vermeidung eines Kurzschlusses dienen.

Dieses Dotierungsprofil steht im Einklang mit der Realisierung von „via-hole“-Kontakten, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden, da hierfür ebenfalls die substratnahen Schichten dotiert sein müssen.

#### „via-hole“-Kontakte für epitaktische Spiegel

Die Herstellung der für die Durchkontaktierung benötigten Ätzgruben können zusammen mit dem Ätzschritt zum Freiätzen der Membran erfolgen (siehe dazu Abschnitt 4.3.1). Aufgrund des Sprühätzverfahrens können die Ätzgruben sehr klein dimensioniert werden, so dass es nach der Substratentfernung zu keinen Stabilitätseinbußen kommt. Abbildung 4.10 zeigt eine mikroskopische Aufnahme des Querschnitts einer solchen Ätzgrube für „via-hole“-Kontakte. Nach dem Substrat muss auch hier anschließend die *AlGaAs*-Stoppschicht entfernt werden, um Zugang zu der ersten dotierten Spiegelschicht zu gewährleisten. Abbildung 4.11 zeigt die Rückseite eines Spiegelmembranchips nach Fertigstellung des Substratätzprozesses.

Eine Metallisierung auf einem Halbleiter, ein sogenannter Schottky-Kontakt, verhält sich elektrisch wie eine Diode. Will man einen Strom durch den Halbleiter leiten, so ist stets eine von beiden Schottky-Kontakt-Dioden in Sperrrichtung geschaltet, so dass es an dieser Stelle zu einem hohen Spannungsabfall kommt. Dieses unerwünschte Verhalten kann man durch die Umwandlung der Schottky-Kontakte



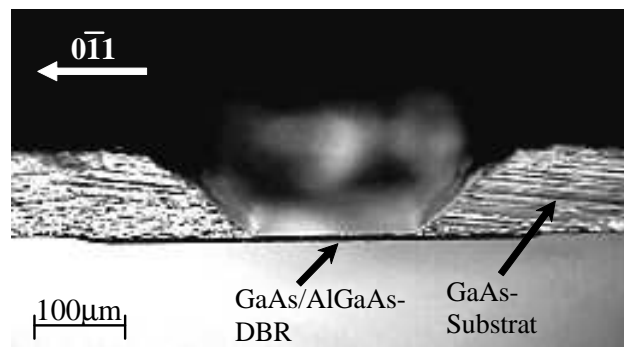


Abbildung 4.10: Mikroskopische Aufnahme des Querschnitts einer via-hole-Ätzgrube.

in sogenannte „ohmsche“-Kontakte verhindern, mit dem Ziel, dass die Kontaktstelle einen möglichst kleinen, spannungsunabhängigen Widerstandswert aufweist.

Bevor also eine metallische Zuleitung durch die „via-hole“-Ätzgrube an die dotierten Halbleiterschichten angeschlossen werden kann, wird zuvor ein ohmscher Kontakt hergestellt. Bei *GaAs*-Schichten ist dies möglich, indem man zunächst eine Schichtfolge Nickel/Gold-Germanium/Nickel (*Ni/AuGe/Ni*) der Dicke  $30\text{ nm}/450\text{ nm}/100\text{ nm}$  auf dem Halbleiter aufbringt und die Probe anschließend für eine Zeit von etwa  $3\text{ min}$  auf ca.  $450^\circ\text{C}$  erhitzt. Dieser Vorgang wird Tempern oder auch RTA-Prozess<sup>21</sup> genannt. Bei dieser hohen Temperatur haben die Germanium-Atome die Gelegenheit, durch die dünnere Nickelschicht, die als Diffusionsbarriere wirkt, in den Halbleiter zu diffundieren und dort die Bandkante des Halbleiters so zu verbiegen, dass sich der Übergang wie ein elektrischer Widerstand verhält. Der RTA-Prozess findet in einer reduzierend wirkenden Wasserstoff-Atmosphäre statt, um eine Degradation durch Oxidation auszuschließen. Das auf die Masse bezogene Mischungsverhältnis von Gold und Germanium beträgt  $220 : 30$  und ist so gewählt, dass aus diesen Mengen vollständig ein Eutektikum der beiden Materialien entstehen kann. Die Schichtenfolge wurde in einer PVD<sup>22</sup>-Aufdampfanlage der Firma Leybold bei sehr geringem Druck ( $< 10^{-6}\text{ bar}$ ) aufgebracht, wobei Nickel durch einen Elektronenstrahl und Gold-Germanium thermisch verdampft wurde.

Nach dem Tempern kann die *Ni/AuGe/Ni*-Schichtenfolge am Boden der Ätzgrube durch eine zweite Metallisierung kontaktiert werden. Hierfür wird aufgedampftes Gold mit einer dünnen Chromschicht als Haftvermittler oder auch eine gesputterte Nickelschicht verwendet. Dadurch, dass die Seitenwände der Ätzgrube in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung in einem Winkel von  $54,7^\circ$  relativ flach abfallen, kann durch Metallisierung

<sup>21</sup>RTA = engl. Rapid Thermal Annealing

<sup>22</sup>PVD = engl. Physical Vapor Deposition

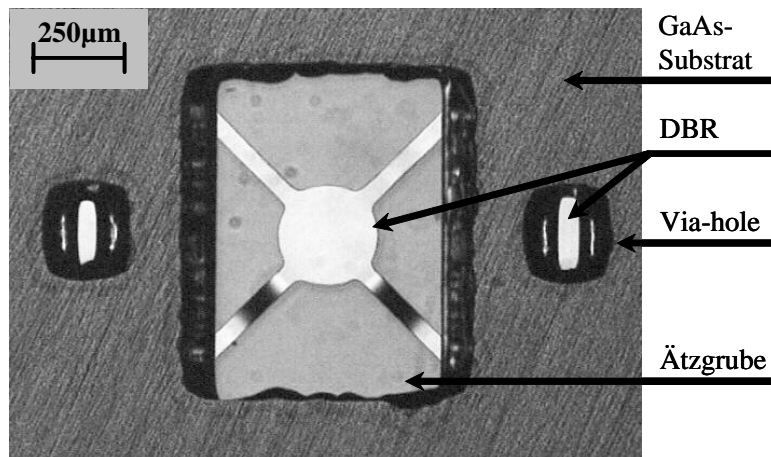


Abbildung 4.11: Rückseite des halbleitenden Membranchips nach dem Entfernen des Substrats und der Ätzstoppschicht.

dieser beiden Wände eine Verbindung zwischen dem Boden der Ätzgrube und der Substratoberfläche des Membranchips auf der Rückseite hergestellt werden (siehe Abbildung 4.12). Auf der Substratoberfläche kann später eine Kontaktierung durch einen Bonddraht erfolgen, um die Membran elektrisch auszulenken.

### Elektrothermische Aktorik

Kontaktiert man die Spiegelmembran aus Abbildung 4.7 bzw. Abbildung 4.11 an den sich gegenüberliegenden Spiegelflächen über zwei „via-hole“-Kontakte, so kann ein Strom direkt über die Stege durch die Membran fließen. Durch den eingepprägten Strom einer Stromquelle wird im Schichtwiderstand der dotierten Spiegelschichten Wärme erzeugt, so dass es zu einer Ausdehnung des Materials kommt. Aufgrund der gegenüber der Membran kleineren Querschnittsfläche der Stege wird in den Aufhängungen der größte Teil der Wärme entstehen. Die Temperaturverteilung über der Membran kann durch zweimaliges Anwenden und Lösen der Poissongleichung (siehe dazu Anhang B) ermittelt werden. Dazu wird zunächst in einem elektrischen Leitfähigkeitsmodell die Stromverteilung in der Spiegelmembran und ihren Stegen bestimmt. Die Stromverteilung gibt die Verteilung der Wärmequellen für ein weiteres Wärmetransport-Modell vor, mit dem schließlich die Temperaturverteilung über der Membran errechnet werden kann. Abbildung 4.13 zeigt beispielhaft das Resultat einer Temperaturverteilungsberechnung für eine Membran mit zwei Stegen. In dem vereinfachten Wärmetransport-Modell wird ausschließlich der Transportmechanismus der Wärmeleitung an die Temperatursenken Substrat und Umgebungsluft berücksichtigt.

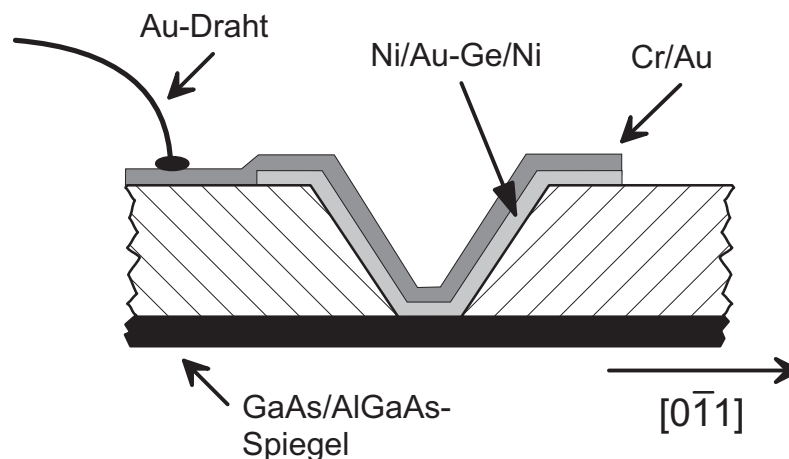


Abbildung 4.12: Querschnitt eines „via-hole“-Kontakts.

Das Verfahren der direkten thermischen Anregung ist besonders einfach zu realisieren, da außer den „via-hole“-Kontakten keine weiteren Technologieschritte, weder zur Integration der Aktorik noch zur elektrischen Isolation gegenüber dem zweiten Chip, nötig sind. Insbesondere wird die Membrankrümmung nicht durch eine zusätzliche Metallisierung, die unter Umständen eine weitere Stresskomponente einführen würde, beeinflusst.

### Elektrostatische Aktorik

Um die Membran elektrostatisch auszulenken genügt sogar ein einziger „via-hole“-Kontakt. Die dotierten Spiegelschichten können direkt als eine der beiden benötigten Elektroden des Plattenkondensators dienen. Auch in diesem Fall bedarf es keiner weiteren Isolationsschicht zur Vermeidung eines Kurzschlusses zur Gegenelektrode. Diese Funktion übernehmen die äußeren, undotierten Spiegelschichten. Allerdings muss für eine entsprechende Gegenelektrode sowie für einen geringen Abstand zwischen Membran und dieser Gegenelektrode gesorgt werden.

#### 4.4.4 $Si_3N_4/SiO_2$ - Spiegelmembranen

Dielektrische Materialien leiten den elektrischen Strom nicht, so dass man sowohl für die elektrothermische als auch für die elektrostatische Aktorik eine zusätzliche Metallisierung an der Spiegelmembran und ihren Stegen vorsehen muss. Die Metallisierung übernimmt dann entweder die Funktion eines Heizwiderstandes oder einer Elektrode für elektrostatische Aktorik. In beiden Fällen ist eine dünne Metallschicht ausreichend. Es wurden zwei Verfahren entwickelt, um die benötigte Metallisierung

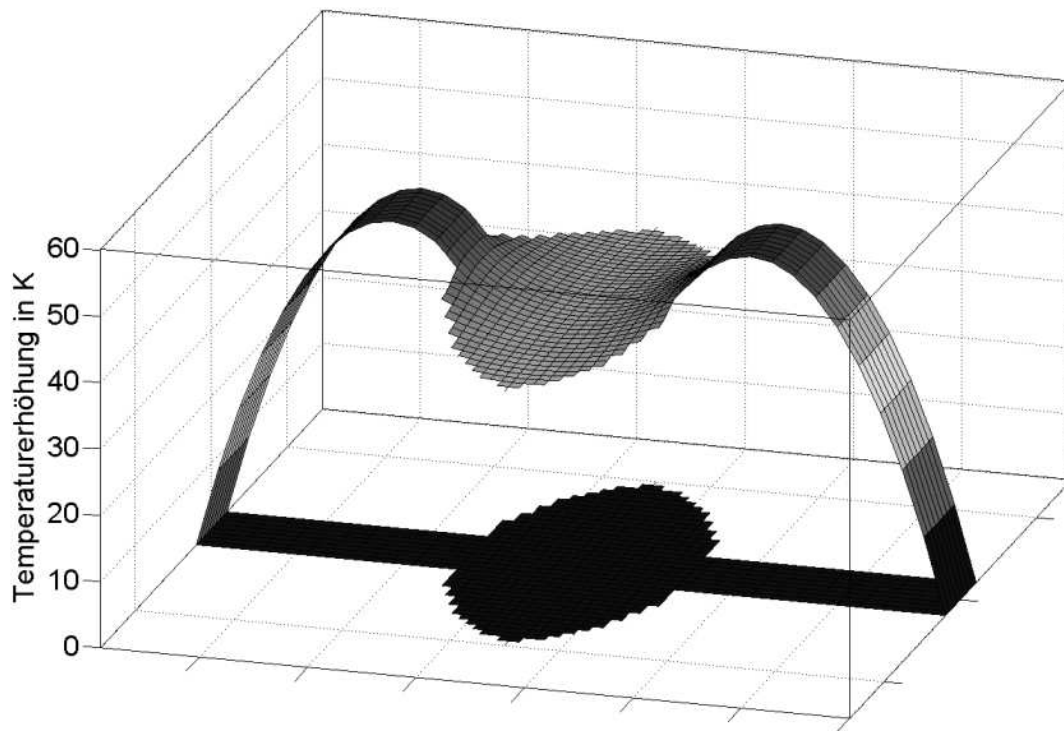


Abbildung 4.13: Verteilung der Temperaturerhöhung in Kelvin gegenüber der Umgebungstemperatur auf einer zweifach aufgehängten Membran bei elektrothermischer Aktorik

auf den dielektrischen Membranen herzustellen. Entweder wird Nickel in einer DC Magnetron Sputteranlage aufgebracht oder es wird eine Chrom/Gold-Metallisierung in einer PVD-Anlage thermisch aufgedampft. Die Strukturierung solcher Metallisierungen kann auf zwei Arten erfolgen:

- a) Die Probe wird großflächig metallisiert und anschließend wieder ätztechnisch dort von der Metallschicht befreit, wo keine Metallisierung erwünscht ist. Dazu muss der Photolack vor dem Ätzen lithographisch strukturiert werden, um die entsprechenden Bereiche vor dem Säureangriff zu schützen.

oder

- b) Es wird zuerst eine inverse Photolackmaske lithographisch strukturiert und die komplette Probe dann großflächig metallisiert. Das Entfernen der Photolackmaske in einem Acetonbad führt dann ebenfalls zu einem Abreißen der darüberliegenden Metallschicht (sogenannter „Lift-off“-Prozess). Dieser Prozess muss jedoch meist auch mechanisch unterstützt werden.

Das Ätzen einer *Ni*-Schicht erfolgt mit Salpetersäure in der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Weise. Eine *Cr/Au*-Metallisierung wird zuerst mit einer Gold-Ätzmi-

schung<sup>23</sup> und anschließend mit Chrom-Ätzmischung<sup>24</sup> rückstandslos entfernt.

Das Aufbringen einer Metallisierung auf der dielektrischen Oberfläche führt zu einer zusätzlichen Stresskomponente. Eine genauere Untersuchung der durch die Metallisierung verursachten Verspannung und der Einfluss auf die Membrankrümmung findet sich im Abschnitt 4.5.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei neue Konzepte entwickelt, wie eine Metallisierung für die Aktorik in Verbindung mit Rückseitenkontakten realisiert werden kann. Ein Konzept sieht die Integration der Metallisierung auf der Vorder- bzw. substratfernen Seite des Bragg-Spiegels in Verbindung mit einer neu entwickelten „via-hole“-Technik vor. Ein dazu alternatives Konzept mit einer Anordnung der Metallisierung auf der Rück- bzw. substratnahen Seite des Membranspiegels wird erstmalig in dieser Arbeit vorgestellt. Beide Weiterentwicklungen stellen im Vergleich zu vorhergehenden Arbeiten am Institut für Hochfrequenztechnik eine wesentliche Verbesserung dar und ermöglichen dadurch erst den problemlosen Einsatz im abstimmbaren VCSEL. Sie werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

#### 4.4.4.1 Metallisierung auf der Vorderseite

Aufgrund der einfachen technologischen Strukturierung ist es nahe liegend, die Metallisierung für die Aktorik auf der Vorderseite des Bragg-Spiegels anzuordnen. Allerdings stellt sich bei einer solchen Realisierung das Problem der Kontaktierung der Metallisierung von der Rückseite des Membranchips. Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ist dies jedoch ein wesentlicher Bestandteil des Zwei-Chip-Konzepts, um keine Kompromisse hinsichtlich der Größe des aktiven Chips eingehen zu müssen. Daher wurde das „via-hole“-Konzept auf dielektrische Membranen übertragen, wie im folgenden Abschnitt beschrieben.

#### „via-hole“-Kontakte für dielektrische Spiegel

Zur Realisierung eines „via-hole“-Kontakts für dielektrische Spiegel muss nicht nur das Substrat, wie im halbleitenden Fall, sondern auch der elektrisch nicht leitende Bragg-Spiegel entfernt werden. Um trotzdem eine ausreichend hohe Stabilität der Kontakte zu gewährleisten, muss entferntes Material anschließend wieder aufgefüllt werden. Dazu wurde eine elektrochemische Goldabscheidung (Galvanik), mit der sich

---

<sup>23</sup>Die chemische Zusammensetzung der Gold-Ätzmischung lautet:  $J_2 : KJ : H_2O$  im Verhältnis  $1g : 4g : 40ml$ .

<sup>24</sup>Die chemische Zusammensetzung der Chrom-Ätzmischung lautet:  $(NH_4)_2Ce(NO_3)_6 : HNO_3 : H_2O$  im Verhältnis  $82g : 45ml : 500ml$ .

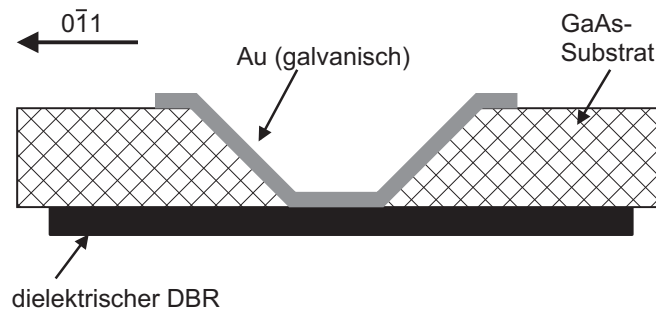


Abbildung 4.14: Vorstufe eines „via-hole“-Kontakts für dielektrische Spiegel: die Galvanisierung der Ätzgrube auf der Rückseite wurde abgeschlossen.

eine mehrere Mikrometer dicke Goldschicht herstellen lässt, verwendet. Zunächst wird das Substrat auf der Rückseite durch Sprühätzen bis auf den dielektrischen Spiegel entfernt. Anschließend wird der Boden und die Wände der Ätzgrube mit  $Cr/Au$  als Haftvermittler bedampft und mit einer ca.  $5\,\mu m$  dicken Goldschicht, wie in Abbildung 4.14 gezeigt, galvanisiert. Danach wird die dielektrische Spiegelmembran, wie bereits beschrieben, mit Hilfe des Trockenätzprozesses auf der Vorderseite strukturiert. Gleichzeitig wird auch eine kleine Spiegelfläche oberhalb der galvanisierten Goldschicht entfernt. Um sehr flach abfallende Ätzflanken dieser zusätzlichen Ätzgrube auf der Vorderseite zu bekommen, schließt sich nach dem Trockenätzprozess noch ein kurzer nass-chemischer Ätzprozess mit Ammoniumfluorid zur Glättung der Flanken an. Die neu entstandene Ätzgrube im Spiegelmaterial auf der Vorderseite wird ebenfalls durch einen zweiten Galvanikprozess teilweise aufgefüllt. Durch die isotrope Gold-Abscheidung ergibt sich eine Galvanikstruktur, die in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung mit den Wänden der Ätzgruben verzahnt ist und dadurch eine hohe Stabilität aufweist. Die Metallisierung für die Aktorik kann nun über dem „via-hole“-Kontakt auf der Vorderseite aufgebracht werden. Den Querschnitt eines fertigen „via-hole“-Kontakts zeigt Abbildung 4.15 während in Abbildung 4.16 die Vorderseite eines fertig prozessierten Membranchips zu sehen ist, auf dem sich eine aufgesputterte  $Ni$ -Schicht zur elektrothermischen Auslenkung befindet.

#### 4.4.4.2 Metallisierung auf der Rückseite

Ein anderes Konzept zur Integration der Aktorik besteht darin, die für die Aktorik der dielektrischen Membran notwendige Metallisierung auf der Rückseite der Spiegelmembran anzubringen, wie in Abbildung 4.17 dargestellt. Die Zuleitungen zu dieser Metallisierung können dann bequem über die in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung flach abfallenden Wände der Ätzgrube geführt werden. Allerdings besteht hier ein Problem in der

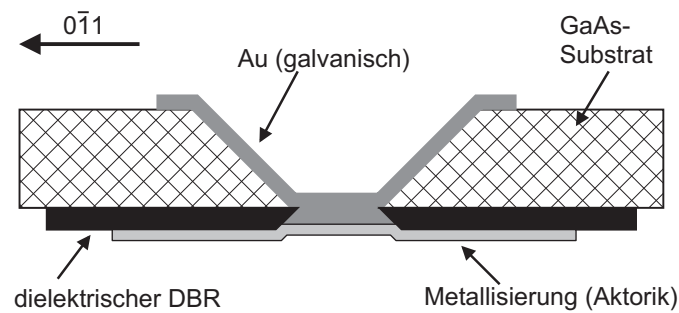


Abbildung 4.15: Querschnitt eines fertigen „via-hole“-Kontakts für dielektrische Spiegel.

Strukturierung der Metallisierung auf der Membranfläche, die im Zentrum nicht von der Metallschicht bedeckt werden darf, damit das Laserlicht auch aus dem Spiegel austreten kann. Unabhängig davon, ob ein Ätz- oder ein „Lift-off“-Prozess verwandt wird, muss die Strukturierung über eine lithographische Photolackmaske erfolgen. Eine Kontaktbelichtung des Photolacks ist hier jedoch nicht möglich, da sich zwischen Membranrückseite und Belichtungsmaske stets das Substrat mit einer Dicke von etwa  $150\text{ }\mu\text{m}$  befinden wird. Aufgrund von Streulicht ergeben sich dadurch Ungenauigkeiten für den Lithographieprozess, die normalerweise zu unbefriedigenden Ergebnissen führen würden. Um dennoch dieses Konzept zu realisieren, wurde ein neues Maskendesign entworfen, dass geringe Anforderungen an die Genauigkeit der

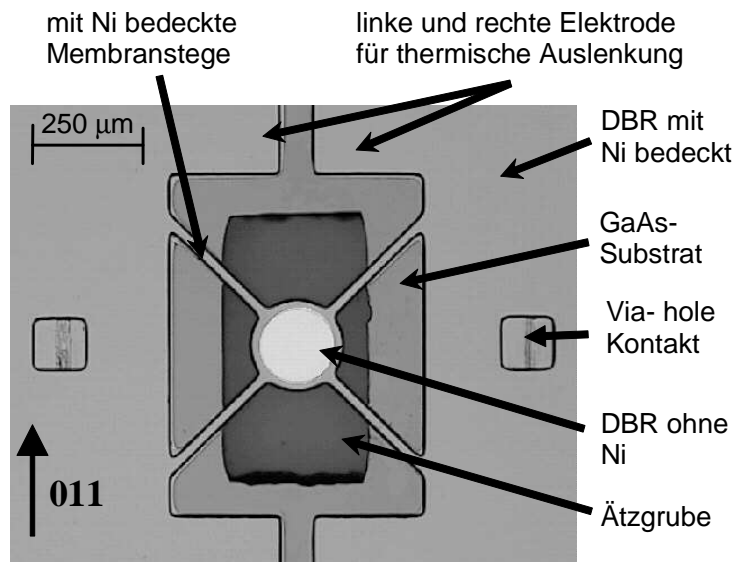


Abbildung 4.16: Vorderseite eines fertig prozessierten dielektrischen Membranchips mit Ni-Metallisierung zur Ansteuerung der Aktorik.

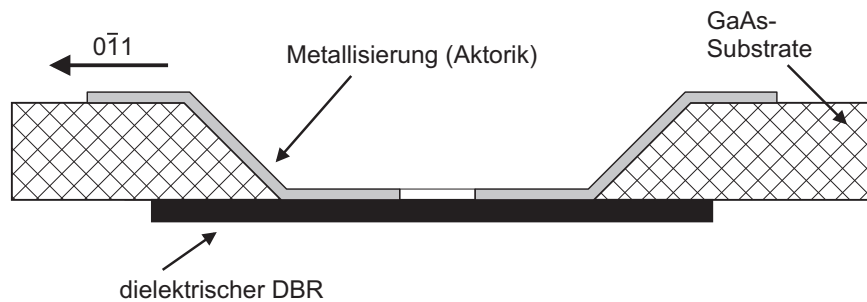


Abbildung 4.17: Die Metallisierung für die Aktorik befindet sich auf der Rückseite der Spiegelmembran (DBR), jedoch nicht in deren Zentrum.

Lithographie stellt. Wie in Abbildung 4.18 zu sehen, wird bei diesem neuen Konzept der Strompfad bereits durch das Maskendesign von der optisch genutzten Spiegelmembranfläche abgegrenzt. Dadurch muss z.B. für den „Lift-off“-Prozess lediglich dafür gesorgt werden, dass eine Photolackschicht die optisch zu nutzende Spiegelmembranfläche überdeckt und die Fläche des Strompfads ohne Photolack verbleibt. Die beiden Bereiche haben einen ausreichend großen Abstand voneinander, so dass die Genauigkeitsanforderung an die Lithographie sehr gering ist. Trotz eines relativ großen Abstands zwischen Belichtungsmaske und Photolack ergeben sich zufriedenstellende Ergebnisse, so dass die Strukturierung der Metallisierung auf der Rückseite der Membran möglich wird.

Durch diesen neuen Ansatz ist die technologische Integration der elektrothermischen Aktorik<sup>25</sup> um ein Vielfaches vereinfacht worden. Die prozesstechnisch relativ umfangreiche „via-hole“-Technologie für dielektrische Membranen kann durch die in diesem Abschnitt vorgestellte, wesentlich einfachere Technik ersetzt werden. Außerdem kann in diesem Fall auf eine zusätzliche Isolationsschicht innerhalb des VCSELs verzichtet werden. Der nicht-leitende dielektrische Spiegel bietet gleichzeitig eine hervorragende elektrische Isolation zu dem zweiten Chip, die insbesondere für die elektrostatische Aktorik benötigt wird.

#### 4.4.5 Hybride Spiegelmembranen

Es soll an dieser Stelle noch ein weiteres, neuartiges Membrankonzept vorgestellt werden, dass im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Bei dem Vergleich von halbleitenden und dielektrischen Spiegelmembranen lässt sich Folgendes feststellen:

<sup>25</sup>Das Konzept wurde in dieser Arbeit nur für elektrothermische Aktorik angewandt, so dass eine Validierung für elektrostatisch ausgelenkte Membranen noch aussteht.



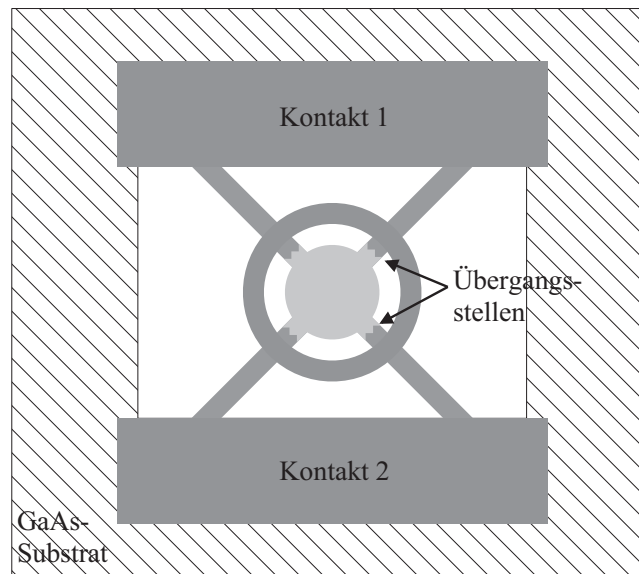


Abbildung 4.18: Maskendesign, um die Metallisierung auf der Rückseite der Membran strukturieren zu können. Die dunkle Fläche (= Strompfad) ist metallisiert, während sich auf der hellen Fläche (= genutzte Spiegelfläche) kein Metall befindet. Die lithographische Genauigkeit am Übergang der beiden Bereiche ist minimal.

- a) Ein dielektrischer Bragg-Spiegel ist einem Spiegel aus halbleitenden Materialien in den optischen Eigenschaften wie Stopppandbreite und Reflektivität aufgrund des höheren relativen Brechungsindexunterschieds überlegen. Insbesondere sind die Genauigkeitsanforderungen an die Schichtdicken eines halbleitenden Spiegels wegen des schmäleren Spiegelstoppbands höher.
- b) Die technologische Integration der Aktorik wurde durch die Metallisierung auf die Rückseite der dielektrischen Membran sehr vereinfacht. Dennoch bieten halbleitende Materialien durch die Möglichkeit der direkten Nutzung der dotierten Spiegelschichten einen unschlagbaren Vorteil, da eine zusätzliche Metallisierung auch stets den Stressgradienten der Schichtenfolge beeinflusst, so dass sich die Komplexität des Herstellungsprozess erhöht.

Diese beiden Tatsachen waren das Motiv für die Kombination von dielektrischen und halbleitenden Materialien, um die jeweiligen Vorzüge zu vereinen. Dazu werden auf einem *GaAs*-Substrat zunächst einige dotierte *GaAs*/*AlGaAs*-Spiegelschichten gewachsen und anschließend der Bragg-Spiegel mit weiteren dielektrischen Schichten fortgesetzt. Somit kann die Aktorik durch direkte Nutzung der Leitfähigkeit der substratnahen Schichten mit Hilfe von „via-hole“-Kontakten integriert werden. Gleichzeitig bietet die Materialkombination sogar noch bessere optische Eigenschaften als

ein rein dielektrischer Spiegel<sup>26</sup>. Da der Schichtstress für beide Materialien getrennt beeinflusst werden kann, kann auch für die hybride Kombination der gewünschte Stressgradient erzeugt werden. Insgesamt stellen hybride Spiegelmembranen also eine sehr überzeugende Alternative dar, in der die Vorteile der bisherigen Konzepte zusammengefasst sind.

## 4.5 Oberflächenprofil-Messungen

### 4.5.1 Eingebaute Schichtverspannung

Für die Charakterisierung des Oberflächenprofils der mikromechanischen Strukturen wurde ein konfokales Mikroskop der Fa. Atoss verwendet, mit dem Profilmesungen mit einer Genauigkeit in vertikaler Richtung von bis zu 20 nm durchgeführt werden können. Bereits in Abschnitt 2.2.2 wurde die Bedeutung der Spiegelmembrankrümmung für die Moden des plan-konkaven Resonators aufgezeigt. Daher ist die Charakterisierung der Spiegelmembrankrümmung entscheidend für die Entwicklung verlustarmer optischer Resonatoren für Filter- und VCSEL-Anwendungen. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, ist es möglich, die halbleitenden oder dielektrischen Spiegelschichten während der Herstellung gegenüber dem *GaAs*-Substrat gezielt zu verspannen, um nach der Substratentfernung die gewünschte Membrankrümmung zu erzielen. Die Charakterisierung dieser intrinsischen Schichtverspannung ist wichtig für die Konstruktion der Membranen. Die Normalspannung  $\sigma_{total}$  kann in allgemeiner Form durch ein Polynom unendlicher Länge bzw. Ordnung beschrieben werden. In der Praxis jedoch reicht ein Polynom 1. Ordnung oft für eine hinreichend gute Näherung:

$$\sigma_{total} = \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_k \left( \frac{z}{d/2} \right)^k \approx \sigma_0 + \sigma_1 \left( \frac{z}{d/2} \right) \quad (4.10)$$

wobei  $\sigma_0$  den homogenen Schichtstress und der Faktor  $\sigma_1$  die Höhe des Stressgradienten<sup>27</sup> repräsentiert (siehe Abbildung 4.19). Eine tensile Stresskomponente hat demnach ein positives Vorzeichen, während eine kompressive Spannung ein negatives Vorzeichen besitzt.

---

<sup>26</sup>Anschaulich gibt es hierfür zwei Gründe: a) es entsteht ein zusätzlicher sehr großer Brechungsindexsprung am Übergang vom dielektrischen auf den halbleitenden Spiegel ( $n_{GaAs} = 3,37$  auf  $n_{SiO_2} = 1,5$ ) und b) es gibt einen noch größeren Brechungsindexsprung am Ende des halbleitenden Spiegels beim Übergang von *GaAs* auf Luft ( $n_{Luft} = 1$ ).

<sup>27</sup>Der Stressgradient selbst ist definiert als  $\frac{\sigma_1}{d/2}$ .

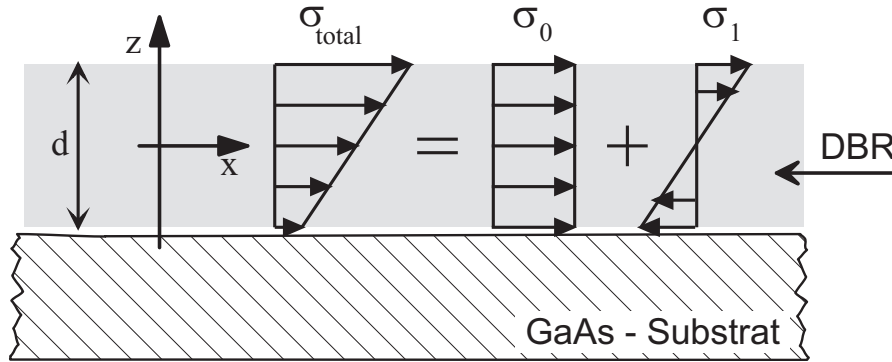


Abbildung 4.19: Verdeutlichung der Normalspannungen in einer Spiegelschicht

Der Zusammenhang zwischen der Dehnung  $\varepsilon$  und der Normalspannung  $\sigma$  in einer isotropischen, dünnen Schicht wird durch das Hooke'sche Gesetz [64] beschrieben<sup>28</sup>:

$$\sigma = \frac{E}{1 - \nu} \varepsilon \quad (4.11)$$

mit dem Elastizitätsmodul  $E$  und der Querkontraktionszahl<sup>29</sup>  $\nu$ . Eine homogene Normalspannung  $\sigma_0$  bewirkt eine Längenänderung der kompletten Schicht nach dem Freiätzen. So führt kompressiver Stress in einem gestauchten Material zu einer Ausdehnung und zugverspannter Stress zu einer Kontraktion des Spiegelmaterials nach der Substratentfernung. Der Stressgradient bewirkt ein konstantes Biegemoment, das die wichtige Krümmung der mikromechanischen Struktur nach Entfernung des Substrats hervorruft. In einem vereinfachten Modell einer kreisrunden Membran mit sehr dünnen flexiblen Stegen führt kompressiver homogener Stress ausschließlich zu einer Verbiegung der dünnen Stege und damit zu einer Auslenkung der Membran in eine zufällige Richtung, ohne jedoch die Membrankrümmung selbst zu beeinflussen. Eine Membrankrümmung stellt sich in diesem Fall erst dann ein, falls ein Stressgradient vorliegt, der jedoch wiederum Einfluss auf die Auslenkung der Membran nimmt.

Zur Bestimmung der homogenen und graduellen Stresskomponente in einer Schicht gibt es verschiedene Verfahren [70, 71, 72, 73]. Diese Arbeit beschränkt sich auf die Bestimmung des Stressgradienten  $\sigma_1/(d/2)$  (siehe Abbildung 4.19). Dazu wurden einseitig eingespannte Biegebalken aus dem zu untersuchenden Spiegelmaterial hergestellt (siehe Abbildung 4.20). Die Herstellung dieser Stressstrukturen erfolgt nach dem gleichen Verfahren, das auch zur Herstellung der Membranchips

<sup>28</sup>Für die 2-dimensionale Schicht gelte:  $\sigma_z = 0$  und  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon$  so dass  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ .

<sup>29</sup>Die Querkontraktionszahl  $\nu$  wird auch als Poissonzahl bezeichnet.

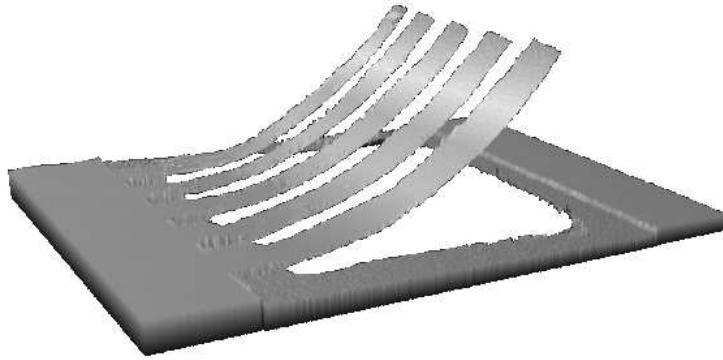


Abbildung 4.20: Oberflächenprofil-Messung einer Stressstruktur mit einseitig aufgehängten Biegebalken zur Bestimmung des internen Stressgradienten.

verwendet wird. Aufgrund der intrinsischen Schichtverspannung verbiegen sich die Balkenstrukturen nach dem Entfernen des Substrats. Insbesondere biegt sich der einseitig eingespannte Balken in einem Winkel  $\theta$  durch kompressiven homogenen Stress  $\sigma_0$  nach unten, zum Substrat hin bzw. durch tensilen homogenen Stress nach oben, vom Substrat weg. Des Weiteren führt ein positiver Stressgradient ( $\sigma_1 > 0$ ) zu einer konkaven Krümmung des Balkens, während sich der Balken in Folge eines negativen Stressgradienten konvex verbiegt. Allerdings beeinflusst der Stressgradient nicht nur die Krümmung, sondern auch den Winkel  $\theta$ , den der Balken an der Einspannstelle mit der Substratoberfläche bildet. Daher ist die Bestimmung des genauen homogenen Stressanteils wesentlich komplizierter. Der Zusammenhang zwischen  $\sigma_1$  und dem Krümmungsradius  $\rho$  eines Biegebalkens der Dicke  $d$  ist durch den einfachen Zusammenhang

$$\sigma_1 = \frac{E}{1 - \nu} \cdot \frac{d}{2\rho} \quad (4.12)$$

gegeben [35]. Abbildung 4.21 zeigt einige Messungen der Oberflächenprofile von Biegebalken-Strukturen verschiedener Materialien. Es konnte ein Stressgradient erzeugt werden, dessen  $\sigma_1$  bis zu  $400 \text{ MPa}$  in dielektrischem Spiegelmaterial und bis zu  $150 \text{ MPa}$  in halbleitendem Spiegelmaterial betrug. Der intrinsische Stress wurde hier durch Ändern des Verhältnisses von kompressiv- und zugverspannten Spiegelschichten während der Spiegelherstellung eingestellt.

#### 4.5.2 Verspannung durch eine Metallisierung

Dielektrische Membranen benötigen zur Integration der Aktorik eine zusätzliche Metallisierung auf ihrer Vorder- oder Rückseite, wie in Abschnitt 4.4.4 beschrieben. Die Metallisierung wurde entweder in einer PVD-Anlage thermisch aufgedampft

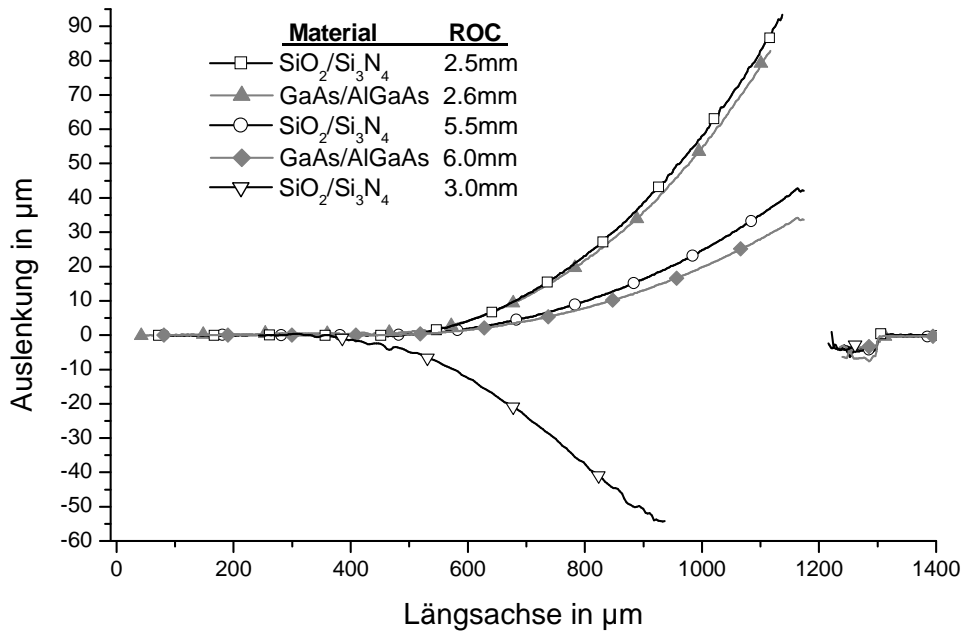


Abbildung 4.21: Querschnitt von einseitig eingespannten Biegebalken hergestellt aus verschiedenen Wafern zur Analyse der Schichtverspannung. Die Struktur der gemessenen Biegebalkenproben ist in Abbildung 4.20 zu sehen.

(Cr/Au) oder mit Hilfe einer Sputter-Anlage aufgebracht (Ni). Beide Prozesse erzeugen eine Metallisierungsschicht, die gegenüber der Membran einen zusätzlichen Schichtstress aufweist und dadurch die Krümmung der Membran beeinflussen. So führt z.B. der PVD-Prozess aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten von Membran und Metallisierung nach Abkühlung der Probe zu einer tensilen Verspannung, da der Ausdehnungskoeffizient für Metalle größer ist als für  $Si_3N_4$  bzw.  $SiO_2$ <sup>30</sup>. Der intrinsische Schichtstress einer aufgesputterten Metallisierung ist stark abhängig von dem Argon-Druck während des Sputterprozesses [68, 68].

Um den zusätzlich erzeugten Schichtstress zu bestimmen, wurden einseitig eingespannte Biegebalken aus dielektrischem Spiegelmaterial mit einer Metallisierung versehen. Das für diese Messreihe verwendete Spiegelmaterial besaß keinen eigenen internen Stressgradienten, so dass die freigeätzten Biegebalken ohne Metallisierung auch keine Krümmung aufwiesen. Die metallisierten Biegebalken hingegen krümmten sich je nach Schichtstress mit einem über dem Biegebalken konstanten Krümmungsradius. Der Zusammenhang zwischen Krümmungsradius  $\rho$  und der Normalspannung eines Metallisierungsfilms  $\sigma_f$  auf einem Substrat mit Elastizitätsmodul

<sup>30</sup>Der Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  hängt stark vom Herstellungsprozess ab und beträgt etwa  $\alpha(Si_3N_4) = 3,4 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ ,  $\alpha(SiO_2) = 2,8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ ,  $\alpha(Au) = 14 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ ,  $\alpha(Ni) = 13 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ .

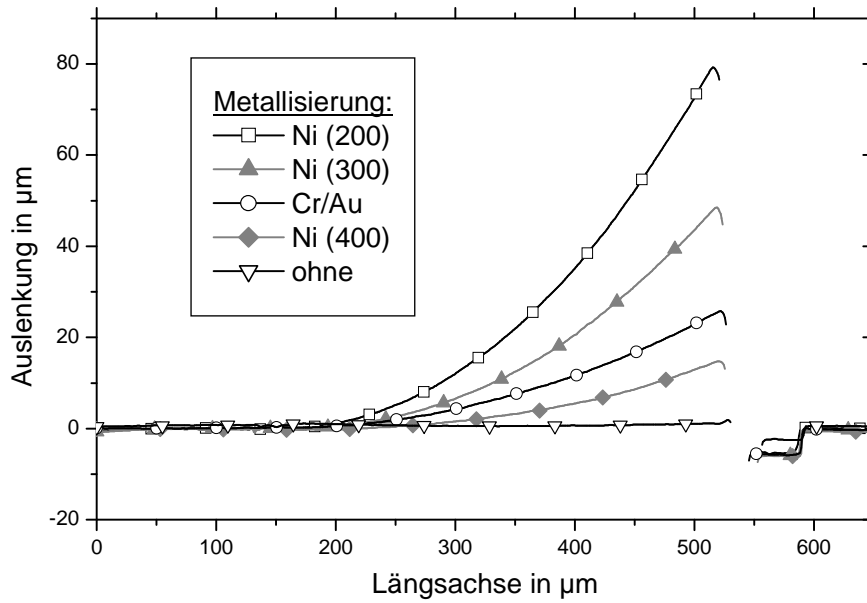


Abbildung 4.22: Oberflächenprofilmessung von Biegebalken aus  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  auf denen verschiedenen Metallschichten aufgebracht wurden. Die Werte bei Ni geben den Argon-Druck während des Sputterprozesses in der Einheit mTorr an.

$E_s$  und Poissonzahl  $\nu_s$  wurde bereits im Jahre 1909 von G. Stoney durch die Formel [69]

$$\rho = \frac{E_s d_s^2}{6 (1 - \nu_s) \sigma_f d_f} \quad (4.13)$$

beschrieben, wobei  $d_s$  die Dicke des Trägersubstrats und  $d_f$  die Dicke der Metallisierung bezeichnet.

Abbildung 4.22 zeigt die mit dem Oberflächenprofilometer gemessene Krümmung der Biegebalken entlang ihrer Längsachse für verschieden hergestellte Metallfilme. Bei der Nickel-Schicht wurde der Argon-Druck während des Sputterns variiert. Die Auswertung der Messungen ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Alle verwendeten Metallisierungen führen zu einer Zugverspannung auf den  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Biegebalken. Befindet sich die Metallisierung auf der Vorder- bzw. substratfernen Seite der Membran und ihren Stegen, so kann dies die Formierung einer Membrankrümmung in gewünschter Richtung unterstützen.

### 4.5.3 Charakterisierung des Spiegelmembranchips

Die Oberflächenprofilmessung mit Hilfe des konfokalen Mikroskops gibt Aufschluss über den fertig prozessierten Membranchip hinsichtlich der für den optischen Resonator wichtigen Parameter wie Anfangsauslenkung, Krümmungsradius und Symmetrie

Tabelle 4.1: Verspannung verschiedener Metallisierungen auf einem dielektrischen Spiegel. Die Werte bei *Ni* geben den Argon-Druck während des Sputterprozesses in der Einheit *mTorr* an.

Metallisierung	Schichtdicke $d_f$ in <i>nm</i>	Krümmungsradius $\rho$ in <i>mm</i>	Schichtspannung $\sigma_f$ in <i>GPa</i>
<i>Cr/Au</i>	15/185	2,6	1,2
<i>Ni</i> (200)	200	0,8	3,9
<i>Ni</i> (300)	200	1,2	2,6
<i>Ni</i> (400)	200	2,9	1,1

der Spiegelmembran. Durch die gezielte Einstellung des Stressgradienten innerhalb des halbleitenden und auch des dielektrischen Spiegelmaterials konnten Membranen mit sehr starker Krümmung (Krümmungsradius  $< 2\text{ mm}$ ) bei gleichzeitig geringer Anfangsauslenkung von wenigen Mikrometern realisiert werden. Mit solchen Membranchips lässt sich im Vergleich zu monolithisch hergestellten Bauelementen ein langer optischer Resonator mit hoher Wellenlängenselektivität herstellen, dessen Grundmode jedoch gleichzeitig eine geringe Strahltaile aufweist. Abbildung 4.23 zeigt beispielhaft eine Oberflächenprofilaufnahme einer mit zwei Stegen am Substrat aufgehängten Spiegelmembran. Generell lässt sich feststellen, dass die Anfangsauslenkung einer solchen Membran mit der Länge des Membranlochs ansteigt. Gleichzeitig wird jedoch auch die notwendige Flexibilität für elektrostatische Auslenkung sowie entsprechend Gleichung 4.3 die Auslenkbarkeit durch elektrothermische Aktorik eingeschränkt. Es stellte sich heraus, dass Membranlöcher von  $500\text{ }\mu\text{m}$  bis  $900\text{ }\mu\text{m}$  Länge zu optimalen Anfangsauslenkungen zwischen  $1\text{ }\mu\text{m}$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$  bei gleichzeitig guter Aktuierbarkeit ( $> \lambda/2$ ) führen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Membranen mit zwei bzw. vier Stegen verwandt. Eine wesentliche Erkenntnis, die durch Vergleich dieser Membranformen gewonnen werden konnte, ist die, dass zweifach aufgehängte Membranen nur bei sehr hohem internen Stressgradienten eine gleichmäßige rotationssymmetrische Krümmung zeigen, während vierfach aufgehängte Membranen auch ohne Stressgradienten eine gleichmäßige Krümmung in alle Richtungen aufweisen. Für den Fall, dass der Einfluss des homogenen Stress gegenüber dem Gradientenstress überwiegt, haben zweifach aufgehängten Membranen eine sattelform, d.h. eine unterschiedliche Krümmung in  $[011]$ - und  $[0\bar{1}1]$ -Richtung, wie auch in Abbildung 4.23 an der Farbkennzeichnung zu erkennen ist.

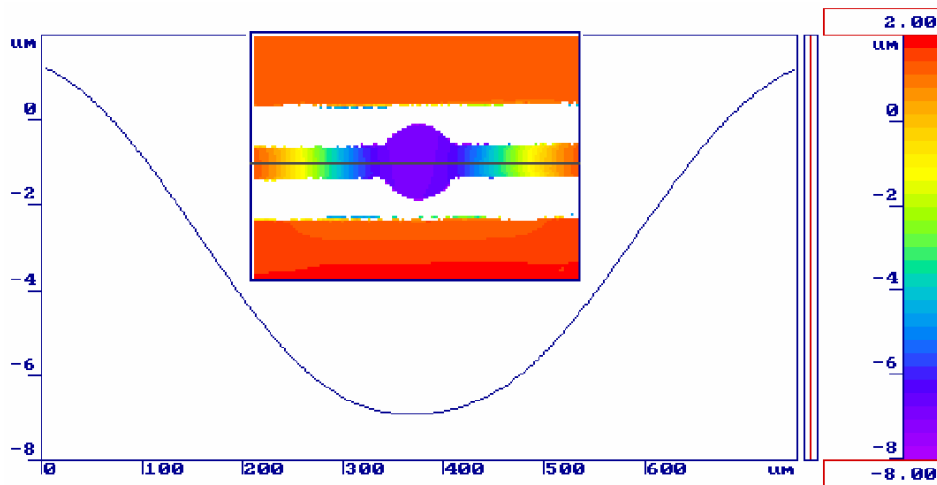


Abbildung 4.23: Oberflächenprofilmessung einer zweifach aufgehängten Spiegelmembran. Die Krümmung entlang der Stege in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung ist erheblich stärker als in der dazu orthogonalen  $[011]$ -Richtung.

#### 4.5.4 Charakterisierung der Aktorik

Aufgrund der hohen Genauigkeit kann das konfokale Mikroskop auch dazu verwendet werden, die Auslenkbarkeit durch elektrothermische bzw. elektrostatische Aktorik zu analysieren. Dazu muss lediglich der Membranchip zusätzlich kontaktiert werden. Abbildung 4.24 zeigt das Querschnittsprofil einer zweifach aufgehängten  $GaAs/AlGaAs$ -Spiegelmembran für verschiedene, in der Membran umgesetzte Heizleistungen. Der Heizstrom wird dazu mittels einer Stromquelle durch die Aufhängungen der Membran geleitet und während der Messung auf einem konstanten Wert gehalten. Die Länge des Membranlochs des hier vorgestellten Membranchips betrug  $600\text{ }\mu\text{m}$ , die Stegbreite  $30\text{ }\mu\text{m}$  und die Anfangsauslenkung ohne Heizstrom lag im Scheitel der Membran  $1,4\text{ }\mu\text{m}$  unterhalb des ursprünglichen Oberflächenenniveaus. Eine Erhöhung der in der Membran in Wärme umgesetzten Leistung auf lediglich  $2,24\text{ mW}$  führte zu einer zusätzlichen Auslenkung von über  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Diese Auslenkung ist für einen optischen Resonator mit einer Periodizität des Resonanzspektrums von  $\lambda_0/2 \approx 0,78\text{ }\mu\text{m}$  im langwelligen Spektralbereich völlig ausreichend (siehe dazu auch Abbildung 2.7). Trägt man die Auslenkung in einem Diagramm über der in der Membran umgesetzten Heizleistung auf, so liegen die Messpunkte exakt auf einer Geraden, wie Abbildung 4.25 zeigt. Demzufolge bestätigt dies, dass die Auslenkung proportional dem Quadrat des Heizstroms ist. Dieser lineare Zusammenhang ermöglicht eine einfache Ansteuerung für die Durchstimmung eines optischen Resonators, der mit dieser Art von Membran realisiert wird.



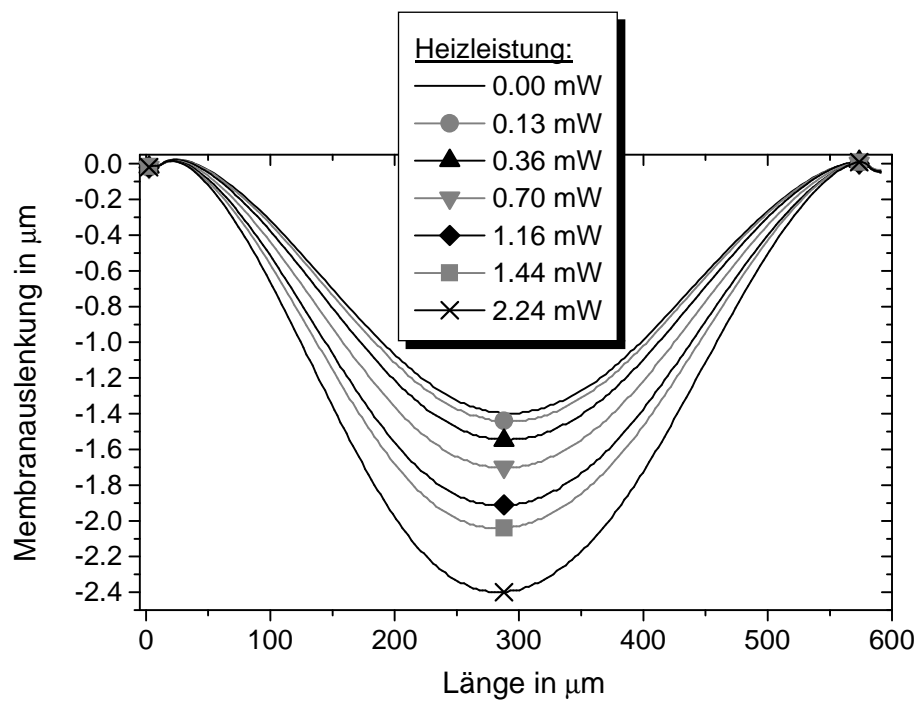


Abbildung 4.24: Oberflächenprofilmessung einer zweifach aufgehängten elektrothermisch auslenkbaren Spiegelmembran für verschiedene in der Membran umgesetzte Heizleistungen.

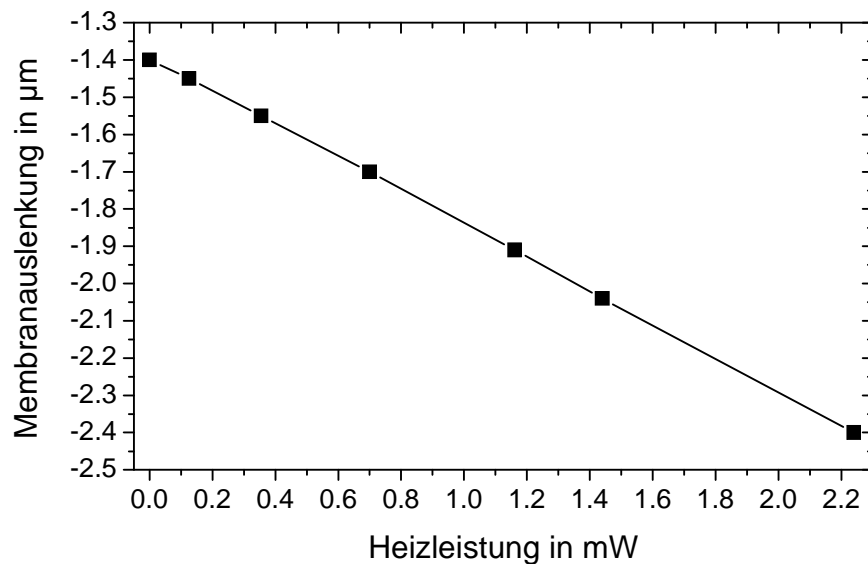


Abbildung 4.25: Membranauslenkung in Abhängigkeit der in der Spiegelmembran umgesetzten Heizleistung.

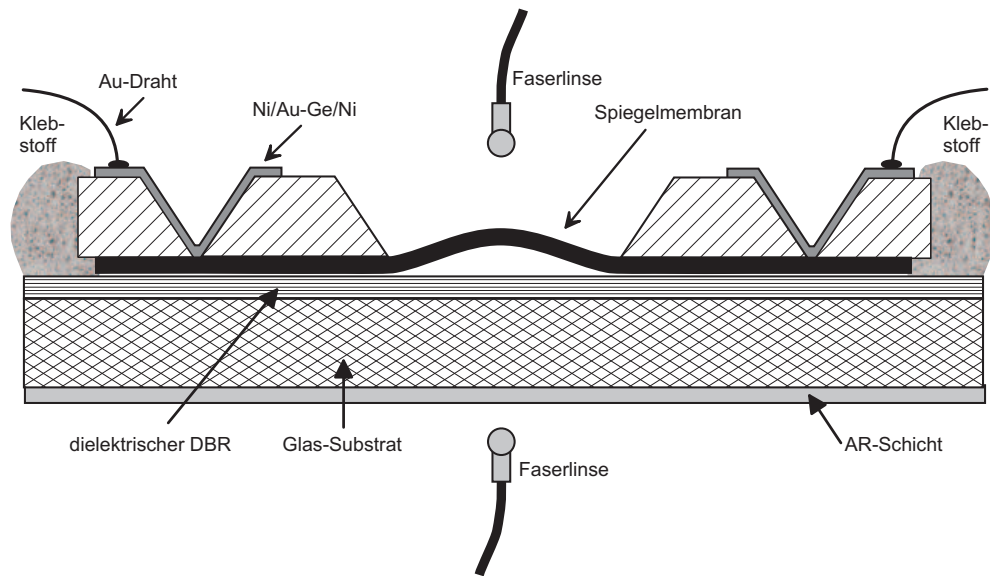


Abbildung 4.26: Aufbau eines Fabry-Pérot-Filters zur Charakterisierung einer elektrothermisch abstimmbaren Spiegelmembran

## 4.6 Charakterisierung im Fabry-Pérot-Filter

Die Oberflächenprofilmessung des Membranchips mit Hilfe des konfokalen Mikroskops liefert bereits wichtige Daten über die Geometrie der mikromechanischen Bauelemente. Um die Spiegelmembranen darüber hinausgehend hinsichtlich der Aktorik und der Verwendung als Spiegel eines optischen Resonators zu charakterisieren, bietet es sich an, mit dem Membranchip ein auf dem Zwei-Chip-Konzept basierendes Fabry-Pérot-Filter mit plan-konkavem Resonator zu realisieren. Dazu benötigt man einen zweiten Chip, auf dem sich ein planer Bragg-Spiegel mit ähnlich hoher Reflektivität befindet. Im folgenden Beispiel wird einfach ein auf einem Glassubstrat aufgedampfter dielektrischer  $TiO_2/SiO_2$ -Spiegel mit 13 Schichten bzw. 6,5 Perioden verwendet. Um einen parasitären Resonator zu verhindern, ist die Rückseite dieses Glassubstrats mit einer Anti-Reflexionsschicht (AR) bedampft. Der Membranchip wird einfach direkt auf den Bragg-Spiegel des zweiten Chips gelegt und kann mit diesem durch Klebstoff anschließend dauerhaft verbunden werden (siehe Abbildung 4.26). Bei dem Zusammenfügen der beiden Chips ist keinerlei Justierung oder aktive Überwachung der Filtereigenschaften notwendig.

Entsprechend der Geometrie des optischen Resonators werden zwei Faserlinsen ausgewählt, die einen passenden Gaußstrahl erzeugen, dessen Strahltaile  $w_0$  sich in einem Abstand in der Größenordnung  $100\ \mu m$  hinter der Linsenoberfläche befindet. Bei einer zu dem Resonator passenden Strahltaile regt der auf das Fil-

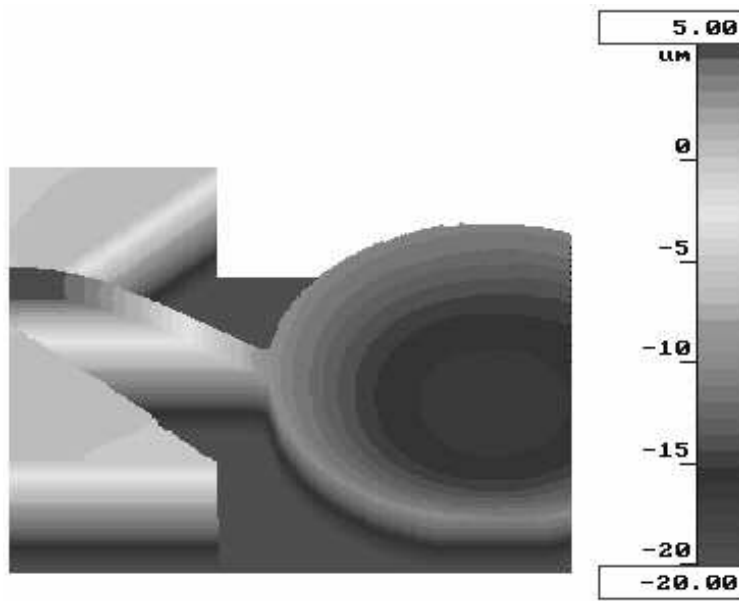


Abbildung 4.27: Weisslicht-Interferometer Messung des Spiegelmembranchips. Aus dieser Messung kann der Krümmungsradius sowie die Grundausslenkung der Membran abgeschätzt werden.

ter treffende Gaußstrahl der passenden Wellenlänge lediglich den Grundmode des plan-konkaven Resonators an und wird transmittiert. Im Idealfall hat der anregende Gaußstrahl die gleiche Strahltaile  $w_0$  wie der Grundmode des Resonators, so dass die Übertragungsverluste gering sind. Das durch das Filter transmittierte Licht koppelt man mit Hilfe einer zweiten Faserlinse<sup>31</sup> wieder in eine Einmodenfaser ein und führt das eingekoppelte Licht einem optischen Spektrumanalysator zu. Allein die Ausrichtung der beiden Faserlinsen zur Ein- und Auskopplung erfordert eine hohe Genauigkeit, während die Montage des Filterbauelements selbst, dank des ausgereiften Spiegelmembrandesigns, ohne Justage auskommt. Verwendet man als Anregung eine sehr breitbandige<sup>32</sup> Lichtquelle (z.B. die spontane Emission eines Erbium-dotierten Faserverstärkers (EDFA), dessen maximale Emission im Wellenlängenbereich von  $1525\text{ nm}$  bis  $1575\text{ nm}$  liegt, so zeigt der optische Spektrumanalysator direkt die Übertragungscharakteristik des Filters. Die aus FSR und  $3\text{ dB}$  Bandbreite bestimmte Finesse des Filters gibt Aufschluss über die Güte des mit der Spiegelmembran realisierten Resonators.

<sup>31</sup>Anstelle der Einmodenfaser mit Faserlinse kann man das transmittierte Licht auch einfach in eine Multimodefaser einkoppeln. Die Justage einer Multimodefaser ist erheblich toleranter gegenüber einer zweiten Faserlinse.

<sup>32</sup>Breitbandig im Vergleich zu dem freien Spektralbereich des Filters (FSR).

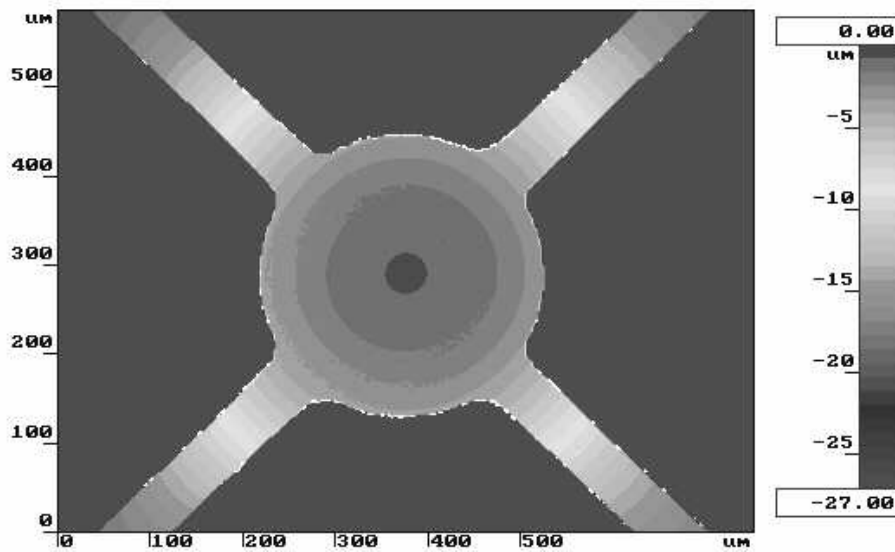


Abbildung 4.28: Weisslicht-Interferometer Messung des montierten Fabry-Pérot-Filters. Aus dieser Messung kann der Krümmungsradius sowie der Luftspalt zwischen den beiden Reflektoren abgeschätzt werden.

Beispielhaft soll hier ein aus einer  $GaAs/AlGaAs$ -Spiegelmembran<sup>33</sup> gefertigtes elektro-thermisch abstimmbares Fabry-Pérot-Filter vorgestellt werden [114]. Abbildung 4.27 und Abbildung 4.28 zeigen eine Oberflächenprofilmessung, aufgenommen mit einem Weisslicht-Interferometer, welche die Rotationssymmetrie der Membrankrümmung verdeutlicht. Aus dieser Messung konnte ein Krümmungsradius der Membran von  $4,3\text{ mm}$  und ein Luftspalt von ca.  $22,2\text{ }\mu\text{m}$  ermittelt werden<sup>34</sup>. Die theoretisch optimale Strahltaile der einkoppelnden Faserlinse zur ausschließlichen Anregung des Grundmodes berechnet sich nach Gleichung 2.14 zu  $w_0 = 12,3\text{ }\mu\text{m}$ .

Abbildung 4.29 zeigt das Messergebnis, das mit Hilfe eines EDFAs und eines optischen Spektrumanalysators für verschiedene Abstimmströme aufgenommen wurde. Die Ansteuerung der Aktorik führt zu einer Resonatorlängenänderung und dadurch zu einer Verschiebung der Transmissionsmaxima der Übertragungsfunktion zu größeren Wellenlängen. Die vom Spektrumanalysator empfangene Leistung wird auf die spektrale Leistungsdichte des EDFAs normiert. Dadurch, dass der EDFA nur in einem Bereich von ca.  $1525\text{ nm}$  bis  $1575\text{ nm}$  eine für diese Messung geeignete

<sup>33</sup>Spiegelmaterial: MOR4821 (LPN) mit 39 Schichten (19,5 Perioden), wobei den fünf untersten, substratnahen  $GaAs$ -Schichten 3% Indium zur Verspannung beigemischt wurde.

<sup>34</sup>Der Luftspalt ergibt sich aus der Differenz des in Abbildung 4.28 gemessenen Höhenunterschieds von ca.  $27\text{ }\mu\text{m}$  und einer Spiegeldicke von ca.  $4,8\text{ }\mu\text{m}$

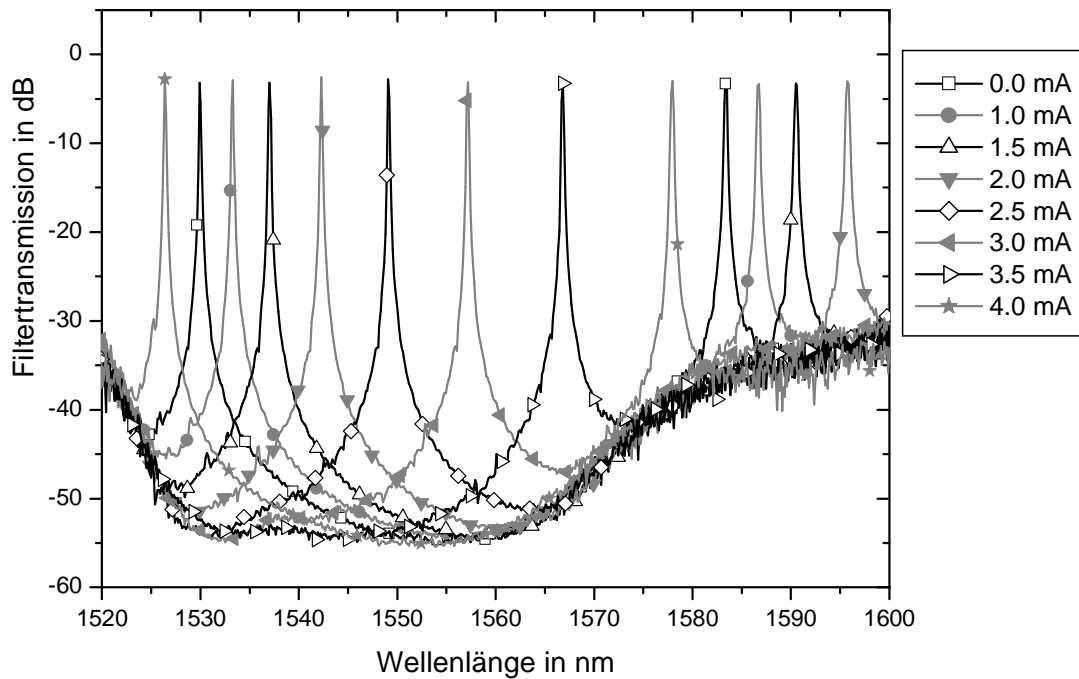


Abbildung 4.29: Spektrum der Filtertransmissions-Charakteristik für unterschiedliche Membranauslenkung bzw. Abstimmströme.

spektrale Leistungsdichte erzeugt, steigt der Rauschpegel außerhalb dieses Bereiches durch die Normierung an.

Das Filter hat einen freien Spektralbereich von  $FSR = 54 \text{ nm}$ . Dieser Wert passt sehr gut zu dem mit Hilfe der Gleichung 2.15 bestimmten Wert von  $FSR = 53,5 \text{ nm}$ , der sich laut Resonatortheorie aus dem gemessenen Wert des Luftspalts und des Krümmungsradius ergibt. Die  $3 \text{ dB}$  Bandbreite eines Transmissionspeaks beträgt lediglich  $FWHM = 0,118 \text{ nm}$ , so dass die Finesse des Filters über dem Wert von  $F = 450$  liegt. Eine solch hoher Wert bestätigt die Realisierbarkeit verlustarmer optischer Resonatoren basierend auf dem Zwei-Chip-Konzept. Dies ist außerdem die bis dato höchste, veröffentlichte Finesse eines optischen Zwei-Chip-Fabry-Pérot-Filters dieser Art und unterstreicht die Reife der hier vorgestellten Spiegelmembrantechnologie.

Mit Hilfe des Fabry-Pérot-Filters kann nun auch eine Charakterisierung der Aktorik erfolgen, wie z.B. die Bestimmung des Abstimmverhaltens oder die Ermittlung der Abstimmempfindlichkeit. Abbildung 4.30 zeigt die Position eines Transmissionspeaks aus Abbildung 4.29 in Abhängigkeit des Quadrats des Abstimmstroms, der die Membran auslenkt. Der Zusammenhang zwischen der Resonanzwellenlänge eines Transmissionsmaximums und dem Quadrat des Abstimmstroms bzw. der in den Membranstegen erzeugten Wärmeleistung ist in weiten Bereichen näherungs-

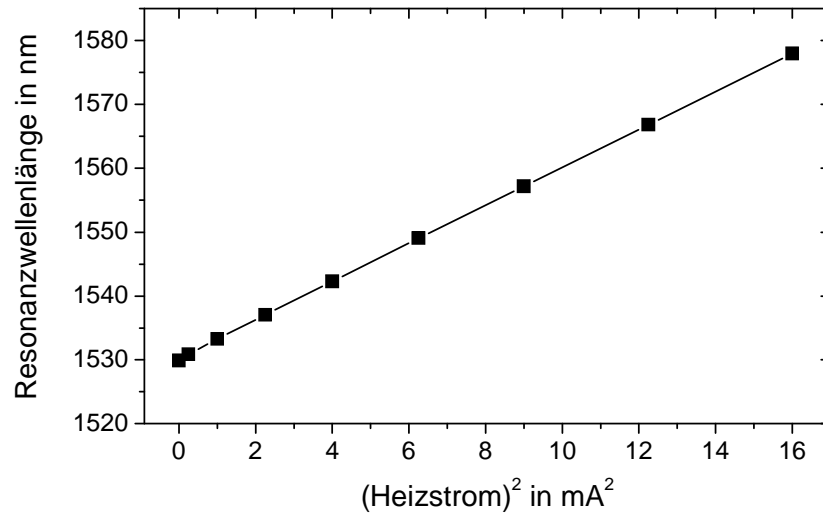


Abbildung 4.30: Resonanzwellenlänge des Fabry-Pérot-Filters in Abhängigkeit des Quadrats des Heizstroms, der durch die Aufhängung der Membran fließt.

weise linear. Der exakte Verlauf des Grundmodes ( $p = m = 0$ ) wird durch Gleichung 2.15 beschrieben. Für eine weitergehende Charakterisierung bezüglich der dynamische Eigenschaften dieses hier vorgestellten Fabry-Pérot-Filters sei an dieser Stelle auf die Veröffentlichungen [45, 108, 121] verwiesen.

## Kapitel 5

# Optisch gepumpte abstimmbare VCSEL

In dem vorausgegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass es möglich ist, mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten mikromechanisch abstimmbaren Spiegelmembranen einen verlustarmen optischen Resonator zu realisieren. Dieses und das nächste Kapitel beschäftigen sich nun mit dem Einsatz einer solchen Spiegelmembran in einem wellenlängenabstimmbaren, langwelligen VCSEL.

Es gibt prinzipiell zwei Möglichkeiten, die für einen Laserbetrieb notwendige Verstärkung durch Ladungsträgerinversion in der aktiven Zone zu erreichen. Ladungsträger können entweder durch einen elektrischen Strom in die aktive Zone injiziert werden oder der Ladungsträgerüberschuss kann durch Elektronen-Loch-Paar-Generation in Folge der Absorption kurzwelligerer optischer Energie erfolgen. Im ersten Fall der Anregung der aktiven Zone spricht man von elektrischem Pumpen des VCSELs, während man die zweite Form als optisches Pumpen bezeichnet. Der Vorteil des optischen Pumpens ist, dass in der Regel die ungewünschte Erwärmung der aktiven Zone deutlich geringer ausfällt als bei elektrisch gepumpten Lasern. Eine Temperaturerhöhung innerhalb der aktiven Zone führt sowohl zu einer Reduzierung als auch zu einer spektralen Verschiebung der Verstärkung. Der große Nachteil optisch gepumpter VCSEL ist allerdings die Notwendigkeit einer zusätzlichen kurzwelligeren Lichtquelle, um den abstimmbaren VCSEL anzuregen. Daher sind die in diesem Kapitel vorgestellten Arbeiten als Vorstufe für die Entwicklung elektrisch gepumpter, abstimmbarer VCSEL zu sehen.

Nichtsdestotrotz wurden bereits zahlreiche Forschungsergebnisse über optisch gepumpte, abstimmbare, langwellige VCSEL publiziert. Die darunter wohl bekannteste stammte von der Gruppe um Tayebati [79, 80, 81], die Ergebnisse eines 50 nm

abstimmbaren einmodigen  $2\text{ mW}$  Dauerstrich VCSEL veröffentlichten und diesen sogar später kommerziell durch die Fa. CoreTek, später durch die Fa. Nortel Networks, vertrieben. Der von Tayebati entwickelte Laser basiert auf einer monolithisch integrierten, mikromechanischen, dielektrischen Spiegelmembran, die durch elektrostatische Kräfte ausgelenkt werden kann. Eine Schweizer Forschungsgruppe, die unter dem Firmennamen BeamExpress Forschungsergebnisse von optisch gepumpten abstimmbaren VCSEL veröffentlichte, wurde in Fachkreisen durch das Konzept der Verschweißung zweier Wafer verschiedener Halbleiter bekannt. Diese Technik ermöglichte es, die Vorzüge von epitaktischen GaAs-Spiegel mit einer auf InP basierten aktiven Zone zu kombinieren. BeamExpress konnte ebenfalls eine kontinuierliche Ausgangsleistung von bis zu  $2\text{ mW}$  und einen  $32\text{ nm}$  Abstimmbereich publizieren [82, 83].

Der in dieser Arbeit vorgestellte optisch gepumpte VCSEL unterscheidet sich durch das Zwei-Chip-Konzept von den oben erwähnten monolithisch realisierten Bauelementen insbesondere im Hinblick auf die Resonatorlänge sowie die Verwendung elektrothermischer Aktorik im Gegensatz zur elektrostatischen Auslenkung.

## 5.1 Zwei-Chip-Konzept des abstimmbaren VCSELs

Das erstmals im Rahmen dieser Arbeit realisierte Zwei-Chip-Konzept eines abstimmbaren langwelligen VCSELs sieht vor, den oberen Spiegel einer gewöhnlichen VCSEL-Struktur mit den in Kapitel 4 vorgestellten mikromechanischen, auslenkbaren Spiegelmembranen zu ersetzen. Dazu soll zunächst ein sogenannter aktiver Chip, bestehend aus einer optisch zu pumpenden aktiven Zone und einem unterem Rückspiegel, auf einem Wafersubstrat gewachsen werden. Da ein solcher halber VCSEL keine laterale Strukturierung besitzt, kann der Membranchip einfach kopfüber auf ein Waferstück des halben VCSELs positioniert und anschließend mit Klebstoff fixiert werden. Dank der ausgereiften Membrantechnik ist so die äußerst einfache Realisierung eines plan-konkaven Mikroresonators möglich, dessen Resonanzwellenlänge anschließend durch Auslenkung der Spiegelmembran durchgestimmt werden kann.

Für die optische Anregung der aktiven Zone innerhalb des Resonators soll ein  $980\text{ nm}$  Pumplaser zum Einsatz kommen, der auch als Pumplaser in erbiumdotierten Faserverstärkern Verwendung findet. Der  $980\text{ nm}$  Pumplaserstrahl wird über eine optische Faser, an deren Ende sich eine Linse befindet, senkrecht von oben durch die mikromechanische Spiegelmembran eingeleitet. Hierbei wird die Faserlin-



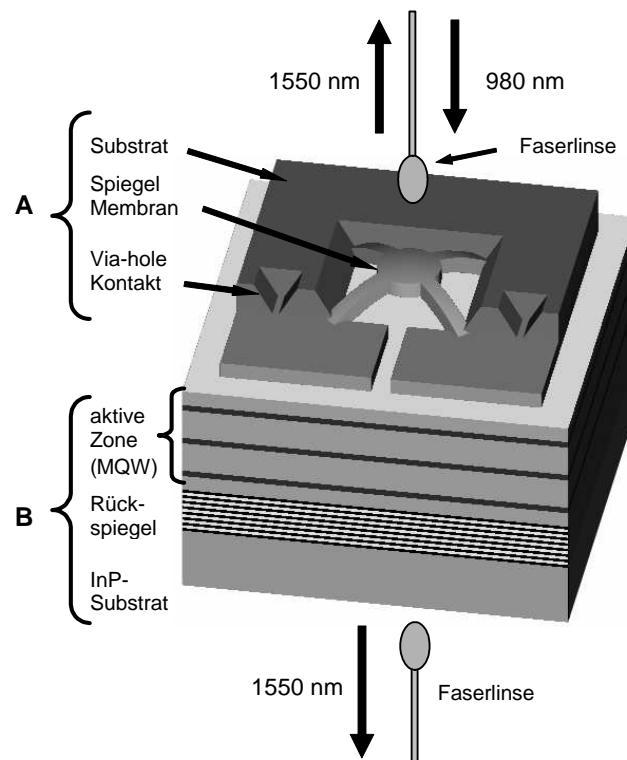


Abbildung 5.1: Messaufbau des optisch gepumpten mikromechanisch abstimmbaren VCSELS, bestehend aus Spiegelmembranchip (A) und aktivem Chip (B).

se so gewählt, dass die Strahltaile des Pumplaserstrahls in etwa der Strahltaile des im Laserresonator anschwingenden Grundmodes entspricht, gemäß dem in Abbildung 3.9, Kapitel 3, gezeigten Simulationsergebnis. Bei Überschreitung der Laserschwelle wird das langwellige Laserlicht den optischen Resonator sowohl durch den oberen Frontspiegel als auch durch den unteren Rückspiegel verlassen. Die Laserleistung des oberen Spiegels kann unter Verwendung derselben Faserlinse in die optische Faser eingekoppelt werden, die auch für die Zuleitung des 980 nm Pumplaserlichts verwendet wird. Die Trennung der langwelligen VCSEL-Strahlung von störenden Reflexionen des kurzwelligen Pumplaserlichts erfordert den Einsatz eines Wellenlängen-Demultiplexers. Die Verwendung dieses zusätzlichen Bauteils entfällt, falls die VCSEL-Strahlung, die den unteren Spiegel verlässt, genutzt wird. Aufgrund der hohen Absorption des verwendeten VCSEL Materials bei 980 nm wird die Pump-laserleistung ausreichend gedämpft. Für die Einkopplung der VCSEL-Strahlung in eine optische Glasfaser wird jedoch in diesem Fall eine zweite Faserlinse benötigt, die mit hoher Genauigkeit unterhalb des VCSELS positioniert werden muss, um Einkopplerverluste zu minimieren. Allerdings sollte die Unterseite des VCSELS auch thermisch leitfähig mit einer Wärmesenke zur Vermeidung eines Temperatureinflusses

auf Wellenlänge oder Ausgangsleistung verbunden und auf einer konstanten Temperatur von z.B.  $20^\circ\text{C}$  gehalten werden. Daher ist der Aufbau für eine Einkopplung des Laserlichts auf der VCSEL-Rückseite aufwändiger.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte optisch gepumpte VCSEL setzt sich zusammen aus einem Membranchip, der den oberen Resonatorspiegel trägt, und einem sog. aktiven Chip, der den unteren Resonatorspiegel mit darüberliegender aktiver Zone umfasst. Beide Chips wurden unabhängig voneinander hergestellt und anschließend durch das Flip-Chip-Konzept zusammengefügt. Der Membranchip wurde sowohl mit einer halbleitenden  $GaAs/AlGaAs$  Spiegelmembran [116] als auch mit einer dielektrischen  $Si_3N_4/SiO_2$ -Spiegelmembran [125] auf  $GaAs$ -Substrat gefertigt. Die Ergebnisse des in diesem Kapitel beschriebenen VCSELs wurden mit halbleitendem Bragg-Spiegelmateriale<sup>1</sup> erreicht.

### 5.1.1 Aufbau des aktiven Chips

Der aktive Chip besteht aus einem gitterangepasst gewachsenem  $InAlAs/InGaAlAs$ -Bragg-Spiegel mit darüber liegender aktiver Zone<sup>2</sup> auf InP-Substrat. Der Rückspiegel erreicht trotz des relativ geringen Brechungsindexunterschieds der Materialien (siehe Tabelle 2.1) durch die hohe Anzahl von 40  $InAlAs/InGaAlAs$  Perioden eine maximale Reflektivität von ca. 99,9 % bei etwa  $1,6\text{ }\mu\text{m}$  Wellenlänge. Das Stoppband des Bragg-Spiegels beträgt etwa  $47\text{ nm}$ . Die Bandlücke von  $InGaAlAs$  beträgt ca.  $0,867\text{ eV}$  und entspricht der Photonenenergie einer elektromagnetischen Strahlung von etwa  $1,43\text{ }\mu\text{m}$  Wellenlänge. Dies bedeutet, dass der Spiegel für Licht mit einer Wellenlänge unterhalb dieses Wertes eine sehr hohe Absorption aufweist, so dass ein optisches Pumpen der aktiven Zone mit  $980\text{ nm}$  Laserlicht durch diesen Spiegel nicht möglich ist. Die hohe Absorption des Rückspiegels für die Wellenlänge des Pumplasers bringt jedoch den Vorteil, dass bei einer Einstrahlung der Pumpleistung durch die Spiegelmembran auf der Vorderseite nahezu keine Pumpleistung durch den VCSEL transmittiert wird, so dass es auf dieser Seite keiner Trennung der langwelligen VCSEL-Leistung von der kurzwelligen Pumpleistung bedarf.

Oberhalb des Bragg-Spiegels wird gitterangepasst an  $InP$  die  $2\lambda$  dicke aktive

---

<sup>1</sup>Das Basismaterial für die Herstellung der Spiegelmembran, d.h. der Bragg-Spiegel auf  $GaAs$ -Substrat, wurde am Walter-Schottky-Institut der Technischen Universität München auf einer MBE-Anlage gewachsen.

<sup>2</sup>Der halbe VCSEL-Wafer wurde mit einer D125 EMCORE MOCVD-Anlage durch das Laboratoire de Photonique et des Nanostructures du Centre National de la Recherche Scientifique (LPN-CNRS) in Marcoussis, Frankreich, auf einem (100) InP-Wafer hergestellt.

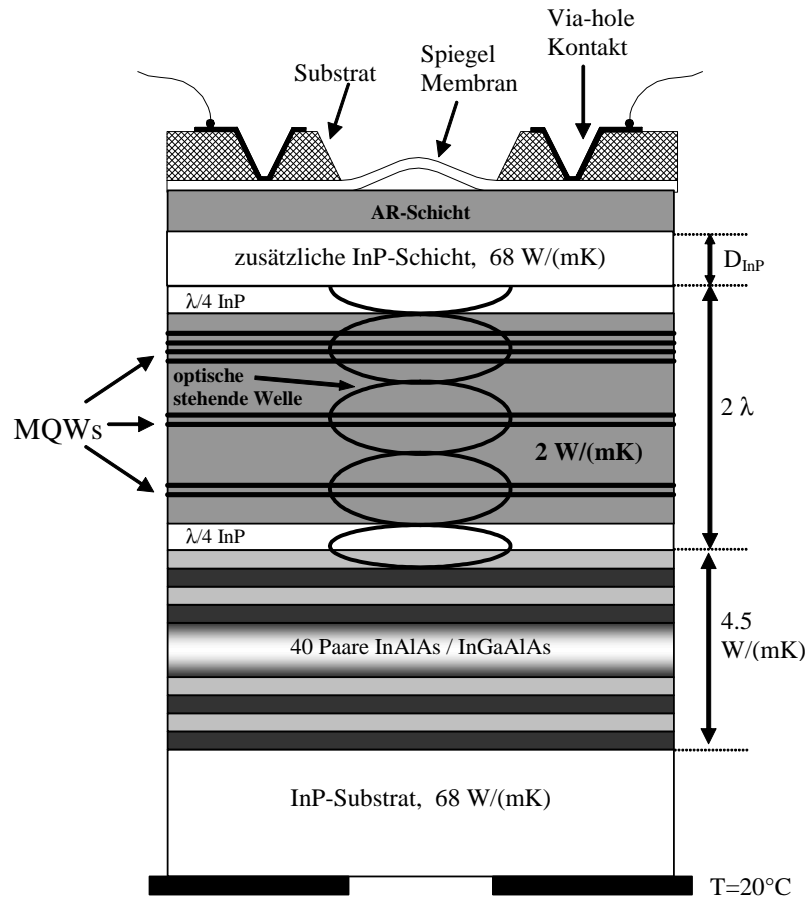


Abbildung 5.2: Schichtaufbau des optisch gepumpten, mikromechanisch abstimmbaren VCSELS. Angedeutet sind ebenfalls die Quantenfilme (MQW) aus  $GaInAsP$ , die sich idealerweise in den Maxima des stehenden Wellenfeldes befinden.

Zone gewachsen. In der aktiven Zone sind insgesamt drei  $GaInAs$  Multi-Quantenfilme (MQW<sup>3</sup>) mit  $GaInAsP$ -Barrieren im Abstand von  $\lambda/2$  verteilt und zwar so, dass diese sich in den Maxima des sich ausbildenden stehenden Wellenfeldes befinden. Die Quantenfilme selbst sind viel zu dünn, um genügend Photonen für die notwendige Ladungsträgerinversion oberhalb der Laserschwelle zu absorbieren. Daher sind die MQWs eingebettet in stark absorbierendes  $GaInAs$ -Material, das eine Bandlücke bei  $1,2\mu m$  besitzt. Die in diesem Gebiet generierten Elektronen-Loch Paare sollen möglichst zahlreich zu den Quantenfilmen diffundieren und dort durch stimulierte Emission die Welle im Resonator verstärken. Der Tatsache, dass die Intensität der optischen Pumpleistung exponentiell mit der Eindringtiefe abnimmt und somit die Rate der durch Absorption generierten Ladungsträger an der Ober-

<sup>3</sup>engl. Multi-Quantum-Well

fläche der *GaInAsP*-Schicht wesentlich höher ist, wird dadurch Rechnung getragen, dass der oberflächennahe MQW aus vier einzelnen Quantenfilmen zusammengesetzt ist, während die beiden tieferliegenden MQWs lediglich zwei Quantenfilme enthalten. Dadurch soll die Ladungsträgerdichte in den einzelnen Quantenfilmen besser ausgeglichen werden.

Die aktive Zone wird mit einer undotierten *InP*-Schicht bedeckt, die zum einen verhindern soll, dass die Elektronen-Loch Paare von den MQW-Strukturen wegdiffundieren und außerhalb der Quantenfilme rekombinieren, da dies nicht zur Verstärkung der optischen Welle im Resonator beiträgt. Zum anderen trägt eine solche *InP*-Schicht zur Erhöhung der thermischen Leitfähigkeit des Bauelements bei, wie im folgenden Abschnitt erklärt wird.

#### 5.1.1.1 Modellierung der thermischen Leitfähigkeit

Ein nicht unerheblicher Teil der absorbierten optischen Leistung des Pumplasers wird durch nicht-strahlende Rekombination in Wärme umgesetzt und trägt zur Aufheizung des Bauelements bei. Eine weitere Komponente, die zu einem Temperaturanstieg in der aktiven Zone beiträgt, resultiert aus der Differenz zwischen absorbierter Energie des Pumplasers und strahlender Rekombination im MQW der aktiven Zone aufgrund der Wellenlängendifferenz. Ein Photon des Pumplasers mit einer Wellenlänge von  $980\text{ nm}$  überträgt während seiner Absorption eine Energie von  $\mathcal{E}_{\text{ein}} = hc/\lambda_{\text{pump}}$  auf ein neu entstandenes Elektronen-Loch Paar. Im idealen Fall diffundieren die Ladungsträger in den QW und rekombinieren unter Aussendung eines neuen Photons größerer Wellenlänge mit der Energie  $\mathcal{E}_{\text{aus}} = hc/\lambda_{\text{VCSEL}}$ . Die Energiedifferenz

$$\Delta\mathcal{E} = hc \left( \frac{1}{\lambda_{\text{pump}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{VCSEL}}} \right) \quad (5.1)$$

dieser beiden Prozesse wird durch jedes absorbierte Photon des Pumplasers in Wärme umgesetzt. Daraus ergibt sich, dass selbst bei einem idealen Quantenwirkungsgrad mindestens der Anteil von  $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}_{\text{ein}} \approx 38\%$  der Pumpleistung in Wärme umgesetzt wird. Daher ist eine gute Wärmeleitfähigkeit des unteren Chips notwendig, um einen gewinnschädigenden Temperaturanstieg in der aktiven Zone zu minimieren. Für die Optimierung der VCSEL-Struktur wurde der Wärmetransport in dem aktiven Chip simuliert. Dazu wurde der Chip in Zylinderkoordinaten diskretisiert und die Temperaturverteilung durch Lösen der Poissongleichung (siehe dazu Anhang B) unter Annahme einer gaußverteilten Wärmequelle in der aktiven Zone für die in Wärme umgesetzte Pumpleistung simuliert.

Dabei hat sich gezeigt, dass der relativ dicke, auf ternären und quaternären

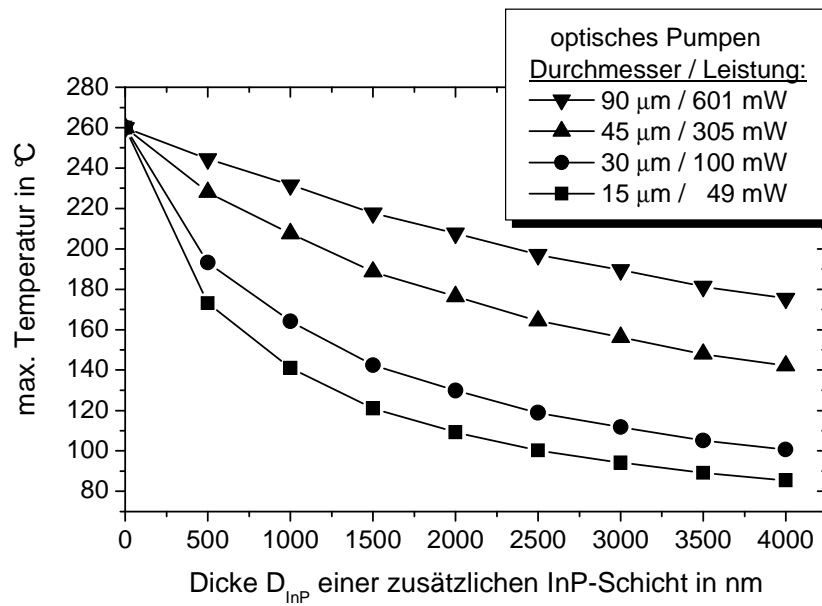


Abbildung 5.3: Reduzierung der maximalen Temperatur innerhalb des aktiven Chips durch eine zusätzliche *InP*-Schicht oberhalb der aktiven Zone (siehe dazu Abbildung 5.1).

Materialien (Leitfähigkeit  $4,5 \text{ W/mK}$ ) basierende Rückseiten-Bragg-Spiegel einen Abtransport der Wärme behindert und dadurch die Temperatur in der aktiven Zone stark ansteigt. Die Simulation führt zu der Erkenntnis, dass der Wärmewiderstand des Bauteils durch eine reine *InP*-Schicht hoher Wärmeleitfähigkeit ( $68 \text{ W/mK}$ ) oberhalb der aktiven Zone zu einer erheblichen Verbesserung der Situation führen kann. Abbildung 5.3 zeigt die maximale Temperatur innerhalb des Bauteils in Abhängigkeit von der Dicke einer zusätzlichen *InP*-Schicht für verschiedene Durchmesser des gaußförmigen Pumpstrahls. Die Pumpleistung wurde zum besseren Vergleich so gewählt, dass die maximale Temperatur ohne zusätzliche *InP*-Schicht unabhängig von dem Pumpstrahldurchmesser den fiktiven Wert von  $260^\circ\text{C}$  annimmt. Es zeigt sich, dass gerade für kleine Strahldurchmesser die Temperatur durch die zusätzliche *InP*-Schicht erheblich reduziert werden kann. Daher wurde eine zusätzliche *InP*-Schicht der Dicke  $D_{InP} = 2 \lambda$  über der aktiven Zone gewachsen. Die simulierte Temperaturverteilung innerhalb des aktiven Chips mit und ohne diese zusätzliche *InP*-Schicht sind in den Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellt.

Bei dem aktiven Chip handelt es sich demnach um eine resonante Struktur (siehe dazu Abschnitt 2.3.2.2) mit einer Halbleiter-Kavität von insgesamt  $4 \lambda$  (Abstand Rückspiegel zur Grenzfläche Halbleiter/Luft).

Allgemein wird das Wachstum langwelliger, auf *InP*-basierender, vertikal emit-

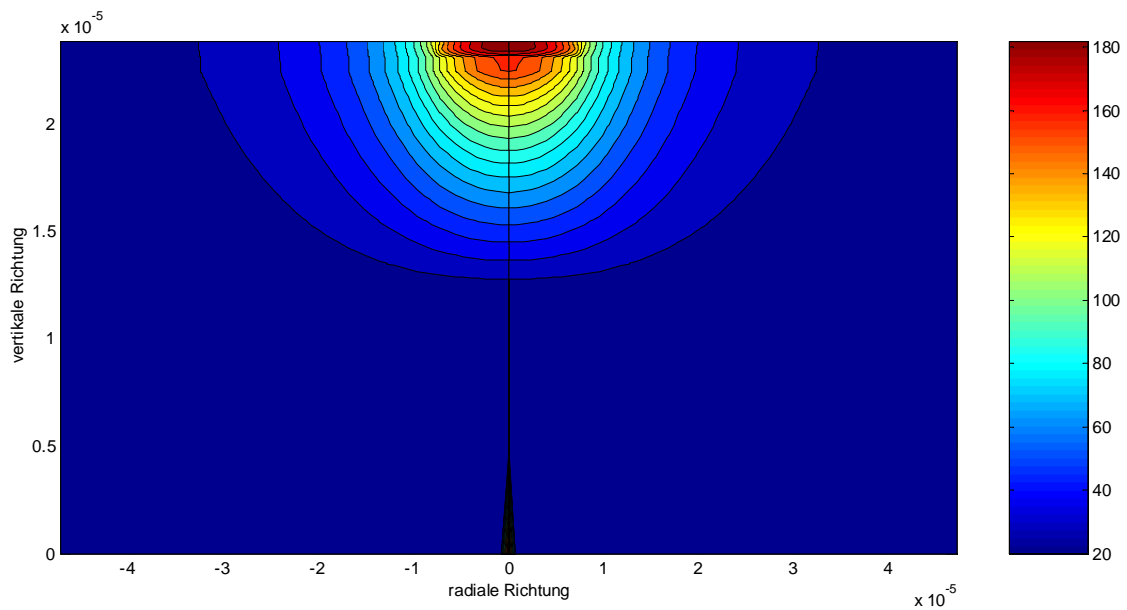


Abbildung 5.4: Simulierte Temperaturverteilung innerhalb des aktiven Chips ohne zusätzliche InP-Schicht (Maßeinheit Meter).

tierender Laserdioden als außerordentlich kritisch in Bezug auf die Schichtdicken und die präzise Anpassung der Gitterkonstanten beurteilt. Wichtig für einen Laserbetrieb ist insbesondere die Übereinstimmung des relativ schmalen Stoppbands des Rück-

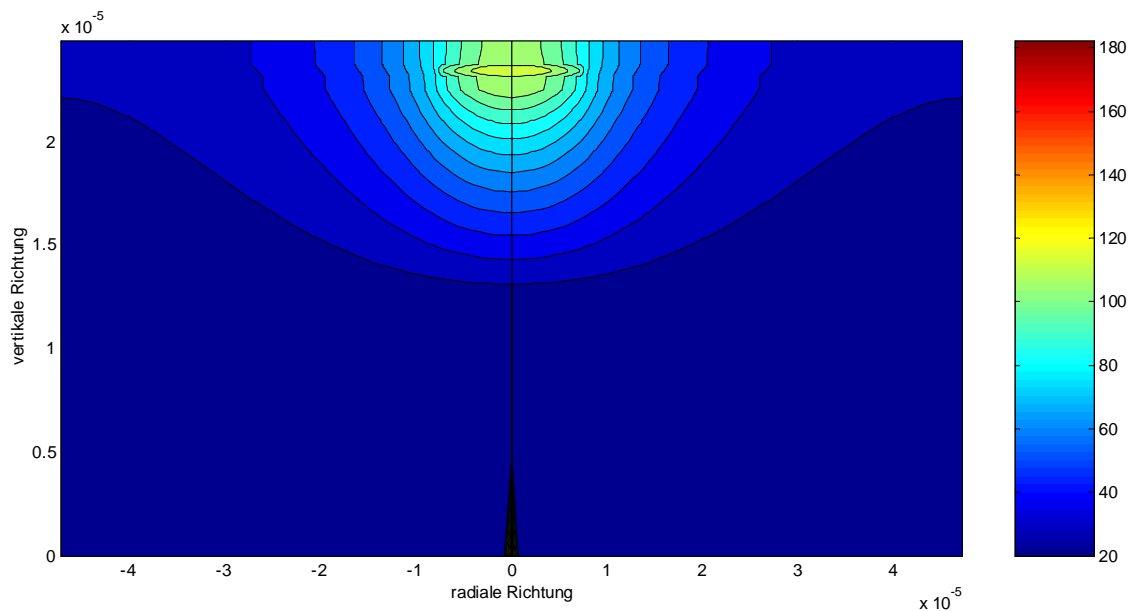


Abbildung 5.5: Simulierte Temperaturverteilung innerhalb des aktiven Chips mit zusätzlicher InP-Schicht (Maßeinheit Meter).

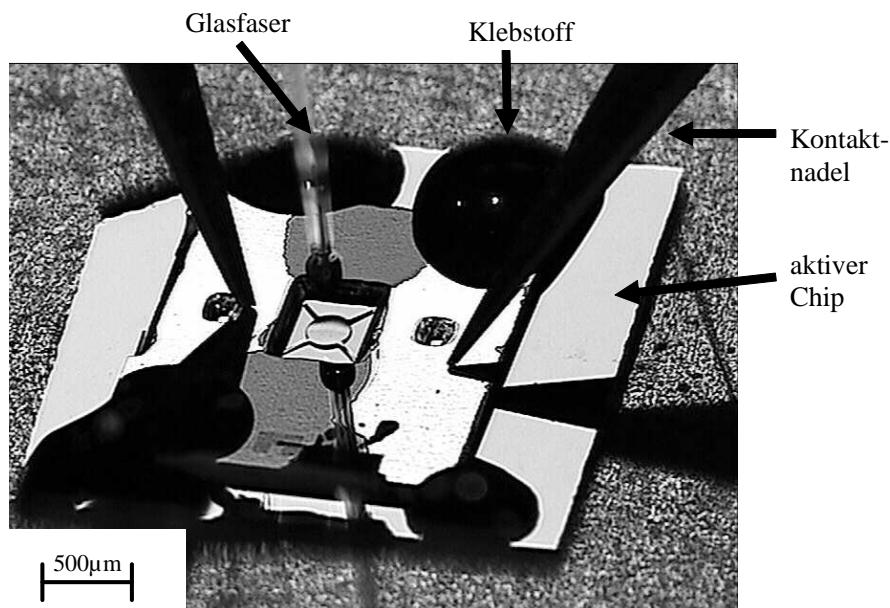


Abbildung 5.6: Aufnahme des optisch gepumpten Zwei-Chip-VCSELS. Der Abstimmstrom fließt hier über zwei Kontaktnadeln durch die Membran.

spiegels, der spektralen Charakteristik der Verstärkung der aktiven Zone sowie der Resonanzwellenlänge des Lasers. Die Anpassung wird zusätzlich dadurch erschwert, wenn sich das Bauteil erwärmt, da die genannten Eigenschaften eine unterschiedliche Temperaturabhängigkeit aufweisen. Die Herstellung eines aktiven Chips für den Einsatz im hier vorgestellten Zwei-Chip-VCSEL-Design wird zumindest dadurch erleichtert, dass die Resonanzwellenlänge durch die Wellenlängenabstimmbarkeit des Resonators in weiten Bereichen frei einstellbar ist. Nichtsdestotrotz bleibt festzuhalten, dass das Wachstum des aktiven Wafermaterials zunächst durch sehr viele Misserfolge geprägt war.

### 5.1.2 Prototyp eines optisch gepumpten VCSELS

Abbildung 5.6 zeigt die Realisierung eines ersten Prototypen des optisch gepumpten VCSEL-Bauelements. Hier wurde eine  $AlGaAs/GaAs$ -Spiegelmembran mit 19,5 Perioden verwendet. Die substratnahen  $GaAs$ -Spiegelschichten wurden mit Hilfe eines Indiumgehalts von 2 %–5 % kompressiv verspannt, so dass sich ein Krümmungsradius von 4,5 mm der konkav gebogenen Spiegelmembran einstellte. Die maximale Reflektivität des Spiegels betrug ca. 99,6 %. Nach dem Auflegen des Membranchips auf den aktiven Chip stellte sich ein Luftspalt von ca. 10  $\mu m$  ein, welcher der Anfangsauslenkung der Membran entspricht. Der Membranchip wurde mit Hilfe von

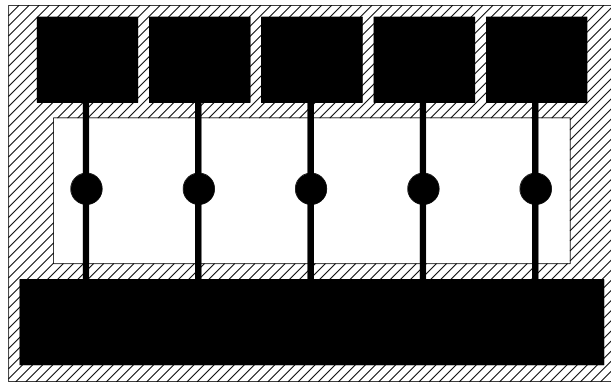


Abbildung 5.7: Membranchip mit mehreren parallel angeordneten Spiegelmembranen für die Herstellung eines VCSEL-Felds.

UV-härtendem Klebstoff<sup>4</sup> dauerhaft auf dem aktiven Chip fixiert. Die mikromechanische Spiegelmembran wird über die gut zu erkennenden „via-hole“-Kontakte von der Rückseite kontaktiert und kann so elektrothermisch ausgelenkt werden. Abbildung 5.6 zeigt einen Laboraufbau zur Charakterisierung der Bauelementeigenschaften. In der Abbildung zu erkennen sind die für die Stromeinspeisung verwendeten Kontaktnadeln sowie die senkrecht über der Membran positionierte Faserlinse, die einen Gaußstrahl mit  $25\text{ }\mu\text{m}$  Strahltaile in einem Abstand von ca.  $500\text{ }\mu\text{m}$  hinter der Faserlinse für das optische Pumpen produziert.

Der für die optisch gepumpten VCSEL-Bauelemente verwendete quadratische Membranchip hat eine Kantenlänge von  $2,1\text{ mm}$ . Um eine einfache Flip-Chip-Montage zu ermöglichen, muß die Kantenlänge des aktiven Chips mindestens  $3\text{ mm}$  betragen. Dies bedeutete zunächst eine nicht sehr effektive Ausnutzung des aktiven Materials. Eine weitere Verkleinerung des Membranchips war aufgrund der Membrangeometrie höchstens bis zu einer Kantenlänge von  $1,5\text{ mm}$  möglich. Es sollen daher an dieser Stelle zwei Möglichkeiten aufgezeigt werden, um die Materialausnutzung des wertvollen aktiven Materials zu steigern.

Die erste Möglichkeit besteht darin, den aktiven Chip auf eine Größe von  $500\text{ }\mu\text{m} \times 500\text{ }\mu\text{m}$  zu reduzieren und anschließend durch das Einsetzen in ein preiswertes Silizium-Substrat dessen Oberfläche wieder auf ein für die Flip-Chip-Montage notwendiges Maß zu vergrößern. Dieses Verfahren eignet sich sowohl für die reflektive Einkopplung als auch für die Einkopplung des VCSEL-Lichts in Transmission. Gleichzeitig kann weiterhin eine wärmeleitfähige Verbindung zu einer Wärmesenke für den notwendigen Abtransport der erzeugten Verlustwärme hergestellt werden.

<sup>4</sup>UV-härtender Klebstoff Ablelux A4021T der Firma Ablestik.



Eine detaillierte Beschreibung dieser neuen alternativen Aufbautechnik findet sich in Anhang E. Die Funktionsfähigkeit dieses neuen Konzepts wurde anhand eines optisch gepumpten VCSELS demonstriert.

Die andere Möglichkeit für eine bessere Materialausnutzung zu sorgen, besteht darin, anstelle von nur einer einzigen Spiegelmembran auf einem Membranchip mehrere solcher getrennt voneinander ansteuerbarer Spiegelmembranen parallel anzuordnen. Ein solches Membranfeld könnte, wie in Abbildung 5.7 gezeigt, aussehen. Eine ähnliche Anordnung von mehreren Membranen auf einem Chip wurde bereits zu Testzwecken für Fabry-Pérot-Filter demonstriert [44]. Ein solches VCSEL-Feld würde auch interessante neue technische Anwendungen ermöglichen.

## 5.2 Charakterisierung des VCSELS

### 5.2.1 Optische Ausgangsleistung

Abbildung 5.8 zeigt die optische Ausgangsleistung des vertikal emittierenden Lasers über der 980 nm-Pumpleistung für kontinuierliche Anregung<sup>5</sup> bei 20° C Raumtemperatur. Während der Messung war der Heizstrom durch die mikromechanisch auslenkbare Spiegelmembran konstant. Die Laserschwelle wurde bei 27 mW erreicht und bei einer Pumpleistung von etwa 55 mW liefert der VCSEL eine maximale Ausgangsleistung von knapp 0,6 mW bei 1594 nm.

Bemerkenswert ist der sprunghafte Anstieg der Ausgangsleistung an der Laserschwelle, der nicht einem gleichmäßig erwarteten Anstieg entspricht. Als Erklärung hierfür kann eine ungleichmäßig gepumpte MQW-Struktur und damit eine ungleichmäßige Ladungsträgerverteilung herangezogen werden. Dies würde dazu führen, dass z.B. in den oberen MQWs bereits eine ausreichende Ladungsträgerinversion für die Verstärkung bereit steht, während ein tiefer liegender Quantenfilm die optische Welle im Resonator durch Absorption schwächt. Diese Situation ändert sich schlagartig, sobald es zu einem Sättigungseffekt in den unteren Quantenfilmen durch einen starken Anstieg der Amplitude der optischen Welle im Resonator kommt. Eine Verbesserung der Verteilung der Ladungsträgerdichte könnte z.B. dadurch erreicht werden, dass die beim ersten Durchlauf nicht absorbierte Pumpleistung durch Reflexion am unteren Rückspiegel nochmals durch die MQW-Struktur geleitet wird, so dass eine gleichmäßigere Anregung stattfindet. Dazu müsste allerdings der Bragg-Spiegel so ausgelegt werden, dass dieser auch bei der Pumpwellenlänge eine hohe

---

<sup>5</sup>engl. continuous wave (CW)

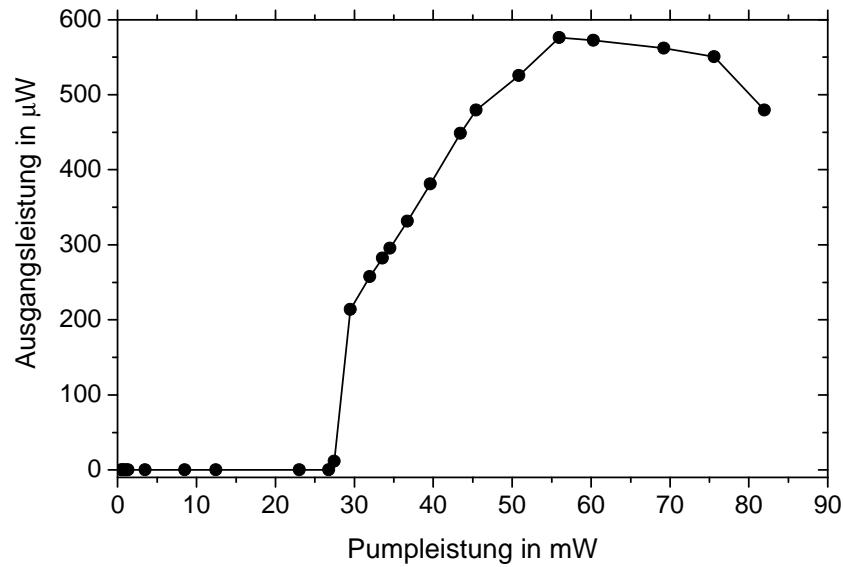


Abbildung 5.8: Ausgangsleistung-Pumpleistung Kennlinie bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb des optisch gepumpten VCSELs.

Spiegelreflektivität besitzt [84].

Abbildung 5.9 zeigt das zu Abbildung 5.8 zugehörige optische Spektrum während der Steigerung der 980 nm Pumpleistung bei konstanter Ansteuerung der mikro-mechanischen Spiegelmembran. Direkt oberhalb der Laserschwelle ist lediglich der Grundmode im Laserspektrum zu sehen. Bei weiterem Anstieg der Pumpleistung treten noch zusätzliche Nebenmoden in Erscheinung, von denen jedoch keiner die Laserschwelle erreicht. Das Verhältnis der Nebenmodenunterdrückung<sup>6</sup> ist bis zum Erreichen der maximalen Ausgangsleistung stets größer als 40 dB. Bei den Nebenmoden handelt es sich um die in Kapitel 2.2.2 vorgestellten transversalen Moden höherer Ordnung eines plan-konkaven optischen Resonators, die laut Gleichung 2.15 bei kleineren Wellenlängen im Vergleich zur Wellenlänge des Grundmodes auftreten.

Weiterhin fällt in Abbildung 5.9 auf, dass auch ohne explizite elektrothermische Auslenkung der Spiegelmembran, d.h. bei konstantem Heizstrom durch die Membran, die Resonanz des Grundmodes zu höheren Wellenlängen verschoben wird. Dies ist eindeutig auf eine Erwärmung sowohl des aktiven Chips als auch der Spiegelmembran durch die relativ hohe Pumpleistung zurückzuführen, wodurch es zu einer thermischen Ausdehnung der Materialien kommt. Aus den Messwerten ergibt sich eine Wellenlängenerhöhung durch die Pumpleistung von ca. 0,1 nm/mW. Bei einer Amplitudenmodulation niedriger Frequenz ( $< 100$  kHz) führt dies zu einer starken

<sup>6</sup>engl. Side Mode Suppression Ratio, (SMSR).

Frequenzmodulation des VCSEL-Lichts. Bei hochfrequenter Amplitudenmodulation nimmt der Frequenzhub aufgrund der Trägheit der Temperaturänderung ab und es stellt sich eine mittlere Temperatur ein [126].

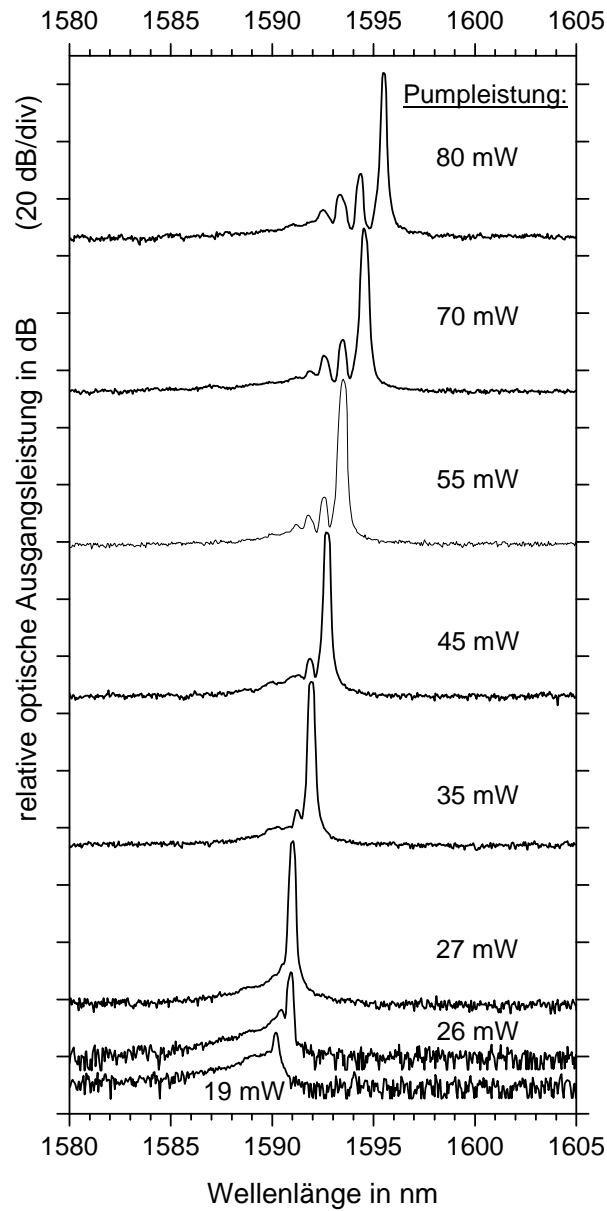


Abbildung 5.9: VCSEL-Ausgangsspektrum während der Messung der Ausgangsleistung-Pumpleistung Kennlinie aus Abbildung 5.8.

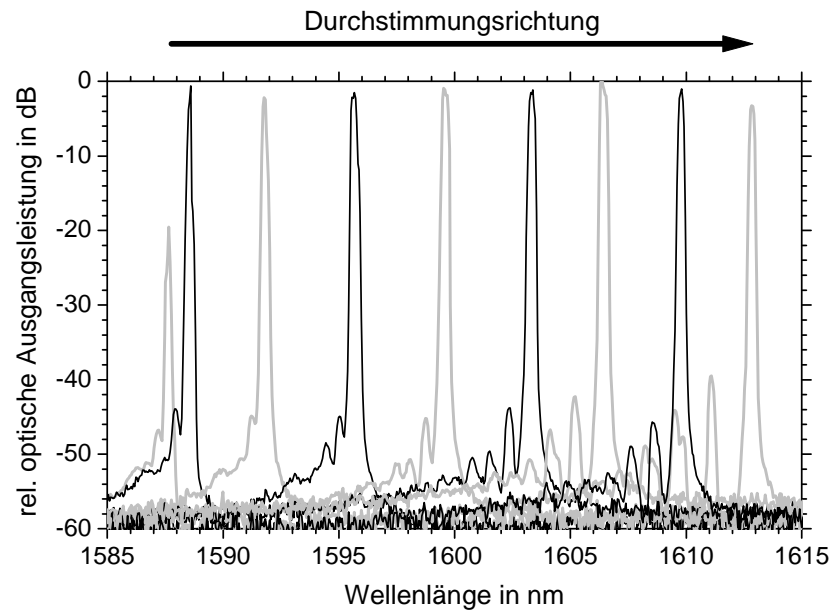


Abbildung 5.10: Einige überlagerte Laserspektren, die durch elektrothermische Ansteuerung der Spiegelmembran über einen Wellenlängenbereich von 24 nm durchgestimmt wurden.

### 5.2.2 Wellenlängenabstimmung

Durch Ansteuerung der Spiegelmembran bei konstanter Pumpleistung kann die Laserlinie wie in Abbildung 5.10 gezeigt, im Wellenlängenband verschoben werden. Bei diesem optisch gepumpten VCSEL wurde eine Durchstimmung der Laserresonanz um 24 nm von 1588 nm bis 1612 nm bei Raumtemperatur erreicht. Innerhalb dieses Bereichs variiert die Ausgangsleistung um weniger als 2 dB und die Nebenmodenunterdrückung lag über 40 dB, so dass das VCSEL-Spektrum über den kompletten Bereich einmodig ist. Für höhere Wellenlängen nimmt jedoch der Nebenmodenabstand ab. Der Abstimmbereich wird durch die spektrale Breite der Gewinnkurve sowie des Stoppbands des auf *InP*-basierten Bragg-Spiegels bestimmt. Da in der Regel die Verstärkung der aktiven Zone über einen größeren Bandbereich als 24 nm ausgedehnt ist, kann davon ausgegangen werden, dass das Stoppband relativ zur Gewinnkurve bei der sich einstellenden Temperatur verschoben ist und beide sich in einem laseraktiven Bereich von lediglich 24 nm überlappen. Die Stoppbandbreite des Membranspiegels ist im Vergleich dazu wesentlich größer und muss daher nicht als begrenzender Faktor angesehen werden. Die kritischen Designparameter des aktiven Chips sind demzufolge die Mittenwellenlänge des Rückspiegels und die Lage des Maximums der Verstärkung der MQWs bei der Betriebstemperatur des Bauelements. Zu Beachten ist hierbei unbedingt die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit die-

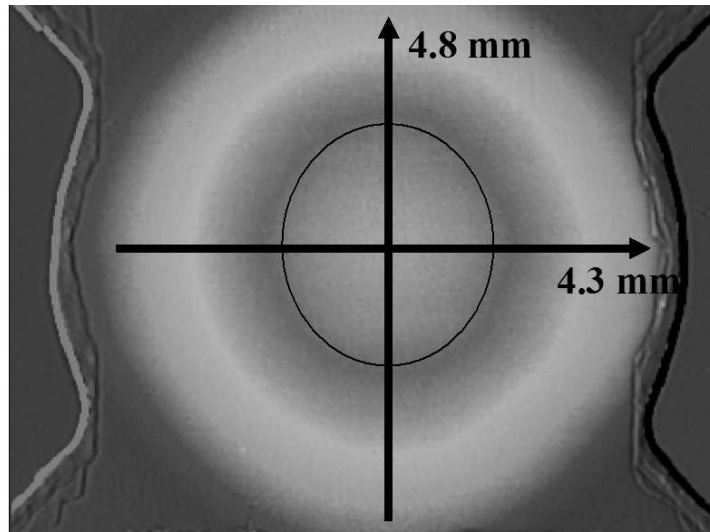


Abbildung 5.11: Exakte Bestimmung der Membrangeometrie mit Hilfe des konfokalen Mikroskops zeigt die schwache Elliptizität der Spiegelkrümmung (senkrecht:  $[0\bar{1}1]$ , waagrecht:  $[011]$ ).

ser beiden Größen.

### 5.2.3 Polarisation

Zur Untersuchung der Polarisations Eigenschaften des Lasers wird ein drehbares Polarisationsfilter zwischen der Rückseite des VCSELS und einer großflächigen Photodiode mit angeschlossenem Transimpedanzverstärker positioniert. Durch Drehung des Polarisationsfilters konnte festgestellt werden, dass das Laserlicht des VCSELS stets linear polarisiert ist. Weiterhin liegt die Polarisations Ebene in der  $[0\bar{1}1]$ -Richtung des Spiegelmembranchips, d.h. in der Richtung der Symmetrieachse, in der auch die Aufhängungen der Membran verlaufen.

Eine genauere Untersuchung der Membrangeometrie ergibt, dass die Spiegelkrümmung in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung etwas stärker ist als in der dazu orthogonalen  $[011]$ -Richtung: in dieser Richtung betrug der Krümmungsradius  $4,3\text{ mm}$  anstatt  $4,8\text{ mm}$ . Daraus kann man schließen, dass die Verluste für den in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung polarisierten Mode etwas geringer sind als für den in  $[011]$ -Richtung polarisierten Mode. Es schwingt bekanntlich der Mode zuerst an, der die geringsten Verluste erfährt und verhindert damit ein Anschwingen des anderen in dem er die zur Verfügung stehende Ladungsträgerdichte vollständig für seine Verstärkung beansprucht. Die Geometrie der Spiegelmembran führt somit zur Selektion der Polarisationsmoden und damit zu einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle mit eindeutiger Polarisations-

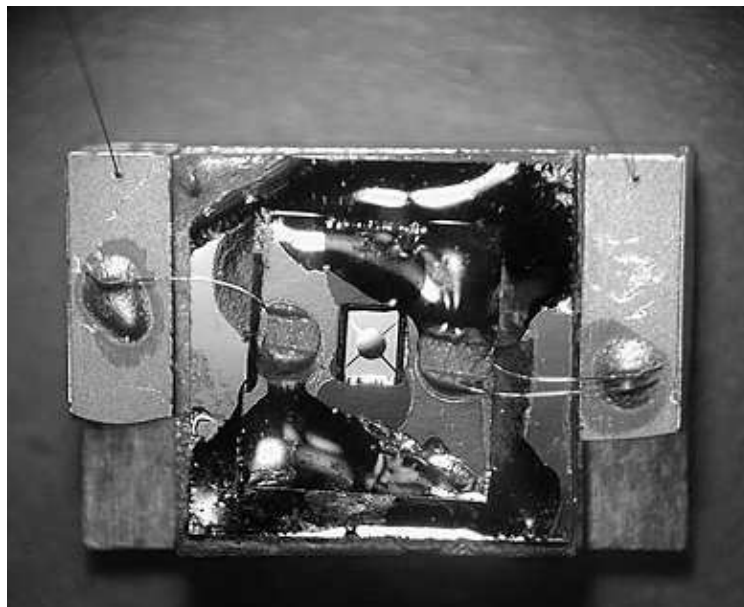
ebene. Eine Drehung des Membranchips relativ zu dem aktiven Chip bewirkt ebenso eine entsprechende Drehung der Polarisationsrichtung und unterstützt demzufolge die Annahme, dass der Membranchip allein für die Bestimmung der Polarisation verantwortlich ist.

#### 5.2.4 Dynamische Eigenschaften

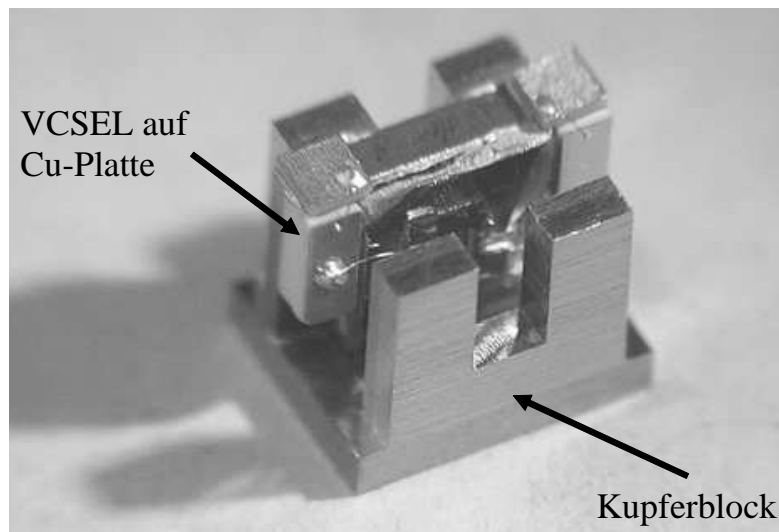
Mit den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten optisch gepumpten VCSEL wurden auch zahlreiche dynamische Messungen durchgeführt. Es wurde insbesondere der große Einfluss des Pumplasers auf die Rauscheigenschaften des VCSELS nachgewiesen. Des Weiteren wurde ein solcher VCSEL erfolgreich in einem  $2,5 \text{ Gbit/sec}$  Systemexperiment mit externer Modulation eingesetzt und dadurch die Tauglichkeit des Bauelements für den Einsatz in einem optischen Übertragungssystem nachgewiesen. An dieser Stelle sei lediglich auf die Referenz [43] verwiesen.

### 5.3 Packaging

Nachdem die Funktionsfähigkeit eines mikromechanisch abstimmbaren langwelligen VCSELS basierend auf dem Zwei-Chip-Konzept unter Laborbedingungen demon-



*Abbildung 5.12: Der VCSEL-Chip wird zunächst auf einer etwas größeren Kupferplatte mit Durchgangsloch thermisch leitfähig befestigt und die Membranzuleitungen werden nach außen geführt.*



*Abbildung 5.13: Der auf der Kupferplatte befestigte VCSEL (Abb. 5.12) wird senkrecht in der Mitte eines für die Befestigung der Faserlinsen vorbereiteten U-förmigen Kupferblocks fixiert.*

striert wurde, sollte ebenfalls gezeigt werden, dass es möglich ist, einen solchen VCSEL in einem handelsüblichem Gehäuse mit Faseranschluss für den Einsatz in einem Übertragungssystem zu integrieren. Diese Arbeiten wurden im Rahmen des TUNVIC Projects von dem Projektpartner Thales, Frankreich, durchgeführt.

Zunächst wird der  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  große VCSEL-Chip mit Hilfe von dünnen Bonddrähten für die spätere Ansteuerung des Membranaktuators kontaktiert. Die goldenen Bonddrähte werden mit einem elektrisch leitfähigen Klebstoff auf dem Membranchip befestigt und nach außen geführt. Der VCSEL-Chip wird auf einer etwas größeren Kupferplatte mit zentrischem Durchgangsloch fixiert wie Abbildung 5.12 zeigt. Diese Kupferplatte dient auch gleichzeitig als Wärmesenke, so dass auf eine gute Wärmeleitfähigkeit geachtet wurde. Die Kupferplatte wurde anschließend vertikal in der Mitte eines weiteren Kupferelements fixiert, wie Abbildung 5.13 zeigt. Dieser Kupferblock wurde zuvor so ausgefräst, dass sich nun jeweils vor und hinter dem VCSEL-Chip ein U-förmiges Profil befindet, an dem im folgenden Schritt die Faserlinsen akkurat positioniert und befestigt werden können, siehe Abbildung 5.14. Dazu wurden die Enden der optischen Fasern in Faserhülsen verklebt. Diese Faserhülsen wiederum werden mit Hilfe von Faserführungen relativ zu dem VCSEL-Bauelement positioniert und anschließend verklebt, wie Abbildung 5.14 zeigt.

Für die Anregung mit Hilfe des Pumplaser von der Vorderseite des VCSELs

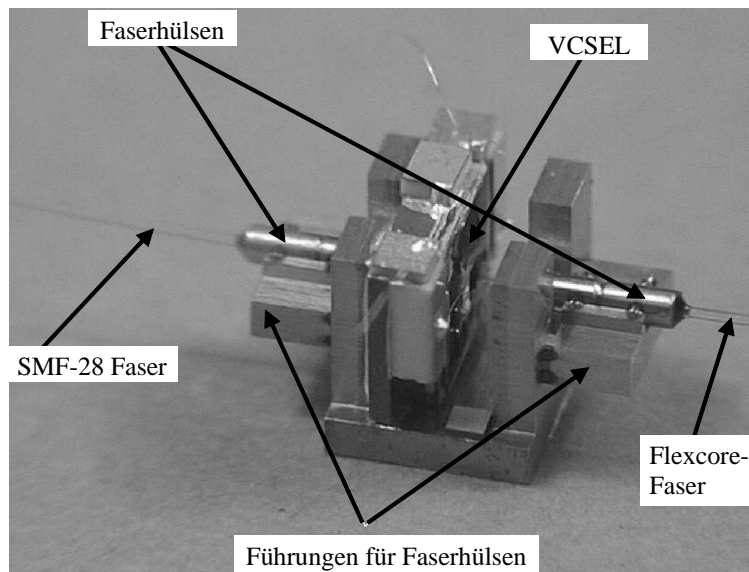


Abbildung 5.14: Die Faserlinsen für die Pumplaser-Anregung und die VCSEL-Licht-Einkopplung werden vor und hinter dem VCSEL-Chip am Kupferblock justiert und dauerhaft verklebt.

wurde eine für  $980\text{ nm}$  einmodige Flex-core Faser mit abschließender Linse<sup>7</sup> zur Erzeugung eines  $20\text{ }\mu\text{m}$  Strahldurchmessers verwendet. Das VCSEL-Licht wurde auf

<sup>7</sup>Die Linse war vom Typ „GRADISSIMO“

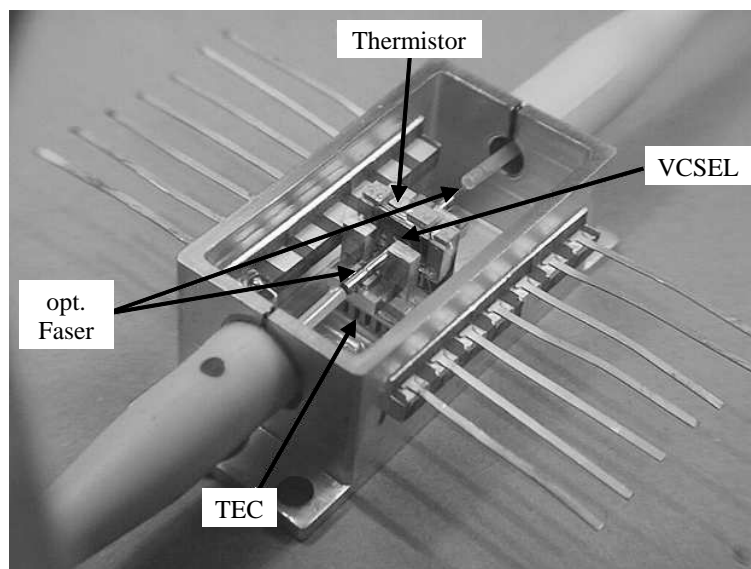


Abbildung 5.15: Der Kupferblock wird geschützt in einem Butterfly-Gehäuse auf einem Peltier-Element verklebt.



der Rückseite in eine Standard-Singlemode Faser (SSMF) mit Faserlinse eingekoppelt. Dieser so entstandene kompakte VCSEL-Block wurde nun auf ein Peltier-Element in einem herkömmlichen Butterfly-Gehäuse eingesetzt. Zuletzt wurden die elektrischen Anschlüsse der VCSEL-Membran sowie die Anschlüsse eines Thermistors und des Peltier-Elements zur Temperaturregelung über die Butterfly-Kontakte nach außen geführt. Abbildung 5.15 zeigt den fertig montierten VCSEL in dem Butterfly-Gehäuse.

## Kapitel 6

# Elektrisch gepumpte abstimmbare VCSEL

In Kapitel 5 wurde die erstmalige Realisierung eines optisch gepumpten langwelligen mikromechanisch abstimmbaren VCSELs basierend auf dem Zwei-Chip-Konzept beschrieben. Die Entwicklung wurde bis hin zu dem Einbau des Bauelements in ein handelsübliches Gehäuse vorangetrieben. Die Notwendigkeit der präzisen Ausrichtung eines zusätzlichen Pumplaserstrahls sowie dessen großer Einfluss auf die Rauscheigenschaften [128] tragen entscheidend zu einer Erhöhung der Komplexität eines optisch gepumpten VCSELs bei. Lediglich die äußerst einfache Flip-Chip-Montagetechnik, die durch das ausgereifte Spiegelmembranchip-Design ohne jegliche Anforderung an die Positionierung der beiden Chips ermöglicht wird, ist hier als Vorteil optisch gepumpter VCSEL bezüglich der technologischen Herstellung anzusehen. Der erhöhte Aufwand zur exakten Positionierung der Pumplaserstrahls ist besonders aus kommerziellen Gesichtspunkten ein gravierender Nachteil des optisch gepumpten VCSELs. Daher besteht das eigentliche Ziel der vorliegenden Arbeit in der Demonstration eines mikromechanisch abstimmbaren, elektrisch gepumpten VCSELs basierend auf dem Zwei-Chip-Konzept.

Die Entwicklung eines elektrisch gepumpten VCSELs sollte in enger Zusammenarbeit mit dem Walter-Schottky-Institut der Technischen Universität München im Rahmen des BMBF-Förderschwerpunkts „MultiTeraNet“ geschehen. Am Walter-Schottky-Institut wurden bereits seit dem Jahr 2000 herausragende Erfolge bei der Herstellung nicht-abstimmbarer langwelliger VCSEL erzielt [88]. Die Zusammenführung der Erfahrungen der Münchner Gruppe mit der Expertise optischer Zwei-Chip-Komponenten des Fachgebiets für Optische Nachrichtentechnik der TU Darmstadt war sehr vielversprechend. Besonders aufgrund der komplexeren techno-

logischen Herstellung der elektrisch gepumpten aktiven Strukturen im Vergleich zu optisch gepumptem Material sollte sich für dieses Projekt die Anwendung des Zwei-Chip-Konzepts auszahlen. Hier sind insbesondere die Flexibilität bei der Auswahl der Materialien sowie die Möglichkeit zur separaten Optimierung der Mikromechanik und des aktiven Chips als Vorteil anzusehen.

Die Problematik für das Design von elektrisch gepumpten aktiven Bauelementen im Wellenlängenbereich um  $1,5\ \mu\text{m}$  sind vielfältig. Zunächst bieten sich für einen direkten Bandübergang in der aktiven Zone *InP*-basierte Materialien an. Wie bereits im vorausgegangenen Kapitel angedeutet, haben die ternären bzw. quaternären Spiegelmaterialien, die gitterangepasst auf *InP*-Substrat gewachsen werden können, einen relativ hohen thermischen Widerstand - nicht zu letzt aufgrund der erhöhten Dicke eines Bragg-Spiegels aus diesen Materialien wegen des geringen Brechungsindexunterschieds. Da die Verstärkung einer *InP*-basierten aktiven Zone sehr temperaturabhängig ist, kommt der thermischen Leitfähigkeit des Bauelements auch hier eine besondere Bedeutung zu. Ein weiteres Problem ergibt sich aus der generellen Unvereinbarkeit einer effektiven Stromführung des Pumpstroms zur Bereitstellung der Ladungsträger in der aktiven Zone und geringer optischer Absorptionsverluste der Materialien.

## 6.1 Zwei-Chip-Konzept des abstimmbaren VCSELS

Für die inhärenten Probleme langwelliger VCSEL wurden am Walter-Schottky-Institut Lösungen gefunden, die es ermöglichten, langwellige nicht-abstimmbare VCSEL mit vergleichsweise hoher Ausgangsleistung und niedrigem Schwellstrom zu realisieren. Die gleichen Konzepte sollen nun auf das Zwei-Chip-Konzept eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELS, genauer gesagt auf die Herstellung des aktiven Chips, d.h. eines halben VCSELS bestehend aus einem unteren Rückspiegel mit darüberliegender elektrisch gepumpter aktiver Zone, übertragen werden. Es ist zu erwarten, dass die Lasereigenschaften dieses neuartigen Bauelements gegenüber den nicht-abstimmbaren VCSEL mit plan-parallelen Reflektoren noch verbessert werden können. Begründet wird dies damit, dass die Ausgangsleistung der nicht-abstimmbaren VCSEL mit der lateralen Abmessung der aktiven Zone ansteigt. Allerdings ist das Spektrum der VCSEL mit großer Apertur nicht mehr einmodig. Durch den wesentlich längeren optischen Resonator, der mit Hilfe des Zwei-Chip-Konzept realisiert werden kann, bei gleichzeitiger starker Krümmung der Spiegel-

membran ist zu erwarten, dass auch Bauelemente mit großflächiger aktiver Zone eine hohe Nebenmodenunterdrückung aufweisen können. Dadurch wird die bereits erreichte, hohe Ausgangsleistung der nicht-abstimmbaren einmodigen Laser (siehe ??) weiter gesteigert werden können.

### 6.1.1 Aufbau des aktiven Chips

Abbildung 6.1 zeigt den schematischen Aufbau des aktiven Chips. Die Reihenfolge der technologischen Prozessschritte ist invers zu der folgenden Beschreibung des Aufbau von unten nach oben, da der aktive Chip erst gegen Ende um  $180^\circ$  in die abgebildete Position gedreht wird. Ein galvanisierter, massiver Goldkontakt bildet die Basis bzw. ein Ersatz-Substrat der VCSEL-Struktur. Das ursprüngliche *InP*-Substrat, auf dem die Epitaxie der aktiven Zone durchgeführt wurde, wird in einem der letzten Prozessschritte entfernt. Der Goldblock stellt zugleich eine hervorragende Wärmesenke und den positiven Kontakt des pn-Übergangs der elektrisch gepumpten aktiven Zone, der später für die Strominjektion genutzt wird, dar. Das galvanisierte Gold verleiht dem aktiven Chip die nötige Stabilität und kann durch eine zusätzliche, kostengünstigere Silberabscheidung auf der Unterseite zur weiteren Verstärkung ergänzt werden. Die Gesamtdicke der galvanisierten Gold- und Silber-Schicht sollte  $50\,\mu\text{m}$  übersteigen, um eine ausreichende Stabilität zu gewährleisten. Über der galvanisierten Goldschicht befindet sich ein hybrider Spiegel<sup>1</sup> bestehend aus einem dielektrischen  $\text{MgF}_2/\alpha - \text{Si}$  Bragg-Spiegel und einer durch Elektronenstrahlverdampfung abgeschiedenen Goldmetallisierung, die im Gegensatz zu dem galvanisierten Gold die erforderliche Oberflächenbeschaffenheit für den Einsatz als Spiegelschicht besitzt.

Aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds von Magnesiumfluorid  $\text{MgF}_2$  und amorphem Silizium  $\alpha - \text{Si}$  (siehe Tabelle 2.1) sind bereits 2,5 Perioden dieser Materialkombination ausreichend, um eine Reflektivität des hybriden Spiegels von über 99,7% zu erreichen. Obwohl beide Materialien einen relativ hohen thermischen Widerstand besitzen, so stellt doch der hybride Spiegel durch die geringe Dicke des Bragg-Spiegels eine wesentliche Verbesserung der thermischen Leitfähigkeit gegenüber vergleichbaren Spiegeln dieser Reflektivität dar. Leider ist der dielektrische Spiegel nicht elektrisch leitfähig, so dass die Einspeisung des Pumpstroms am Rand der kreisrunden, dielektrischen Spiegelscheibe erfolgen muss. Eine zusätzliche Isolationsschicht aus  $\text{SiO}_2$  am Rand des galvanisierten Goldblocks erzwingt die laterale Strominjektion durch den Kontaktring in der Spiegelebene. Oberhalb

---

<sup>1</sup>Einzelheiten zu den Eigenschaften des hybriden Spiegels finden sich auch in Abschnitt 2.1.

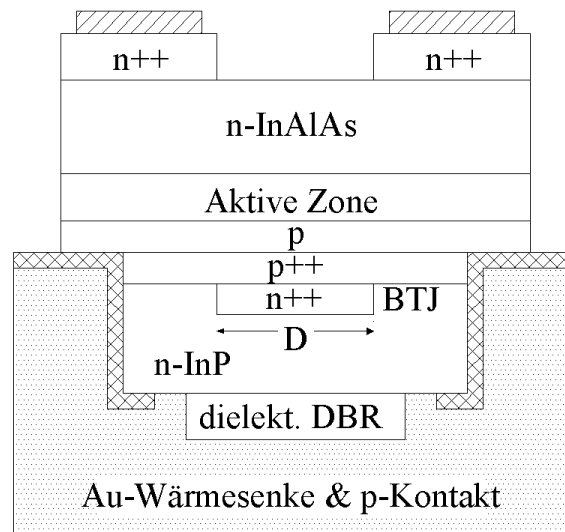


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des aktiven Chips. Die Art der Dotierung der jeweiligen Schicht ist durch  $p$  bzw.  $n$  gekennzeichnet.  $D$  bezeichnet den Durchmesser des vergrabenen Tunnelkontakts (BTJ).

des dielektrischen Spiegels befindet sich eine niederohmige  $n$ -dotierte  $InP$ -Schicht, die durch MBE bzw. CBE<sup>2</sup> auf dem darüber liegenden Halbleitermaterial überwachsen wird. Die Verwendung einer  $n$ -dotierten Schicht anstelle einer hochohmigen  $p$ -dotierten Schicht zwischen dem unteren Goldkontakt und dem  $p$ -Kontakt des Hetero-pn-Übergangs des Quantenfilms wird durch den Einsatz eines sogenannten „vergrabenen Tunnelkontakts“, der in die niederohmige  $n$ -Schicht versenkt ist, ermöglicht. Somit trägt der  $n^{++}/p^{++}$ -Tunnelkontakt entscheidend zur Verringerung der Verlustleistung durch das elektrische Pumpen des VCSELS bei, da der Spannungsabfall am  $n^{++}/p^{++}$ -Übergang vernachlässigbar ist. Darüber hinaus führt der Tunnelkontakt zu einer effektiven lateralen Stromführung in der aktiven Zone. Begünstigt wird dies durch die extrem hohe Sperrwirkung an dem  $n/p^{++}$ -Übergang.

Dicht über dem Tunnelkontakt befindet sich die aktive Zone bestehend aus sieben je  $8\text{ nm}$  dicken  $InGaAs$ -Quantenfilmen, die durch  $7\text{ nm}$  dicke  $InGaAlAs$ -Barrieren getrennt sind. Die Position der Quantenfilme, in denen die Verstärkung durch stimulierte Emission erfolgen wird, ist so gewählt, dass diese sich bei Lasertätigkeit im Maximum des sich ausbildenden Stehwellenfeldes befinden. Wegen des sehr geringen Abstands zwischen dem Tunnelkontakt und der aktiven Zone, der in Abbildung 6.1 nicht maßstabsgetreu dargestellt ist, wird die laterale Stromverteilung in der aktiven Zone in etwa gleich der Stromverteilung im Tunnelkontakt sein.

<sup>2</sup>CBE = metall-organische Molekularstrahlepitaxie.

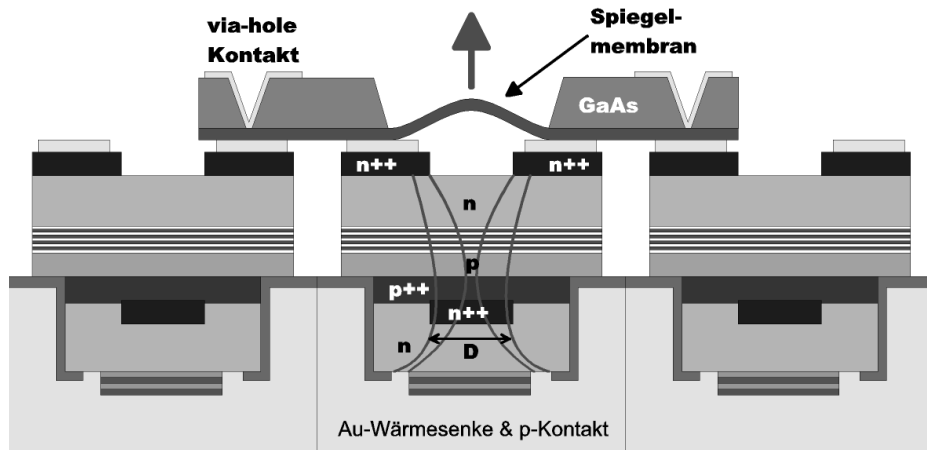


Abbildung 6.2: Illustration der Verwendung von benachbarten aktiven Chips als Auflagefläche für die größere Spiegelmembran.

Simulationen haben ergeben, dass sich der Ladungsträgerstrom in der aktiven Zone etwa um  $1,5 \mu\text{m}$  gegenüber den Tunnelkontaktabmessungen aufweitet.

Oberhalb der aktiven Zone liegt eine n-dotierte *InAlAs*-Schicht, deren Dotierungskonzentration über der Dicke moduliert ist, um eine in lateraler Richtung homogene Stromverteilung zu erreichen und trotzdem die optischen Verluste in den Bereichen hoher elektrischer Feldstärke gering zu halten<sup>3</sup>. In den Knoten des elektrischen Stehwellenfeldes soll diese Schicht daher möglichst niederohmig ausgelegt werden.

Eine quadratische Kontaktfläche aus Gold auf der Oberfläche des aktiven Chips mit einer nicht-metallisierten, runden Aussparung in der Mitte dient als negativer Anschluss für den Austritt des Pumpstroms und ermöglicht außerdem den Lichtaustritt im Zentrum des Bauteils.

Zusammenfassend ist der Aufbau des aktiven Chips im Wesentlichen durch folgende zwei entscheidende Merkmale gekennzeichnet:

- a) der hybride Rückspiegel, der eine Minimierung des thermischen Widerstands ermöglicht.
- b) der vergrabene Tunnelkontakt, der eine Verringerung der Verlustleistung sowie eine laterale Stromeinengung in der aktiven Zone bewirkt.

Im Vergleich zu anderen Veröffentlichungen sind es diese beiden Komponenten die den langwelligen VCSEL von anderen Technologien unterscheiden. Eine detaillierte

<sup>3</sup>Die optische Absorption steigt mit der Konzentration der Dotierung an. Daher soll die Dotierung an denjenigen Stellen, an denen die optische Welle des Lasers eine hohe elektrische Feldstärke haben wird, niedrig ausgelegt werden.

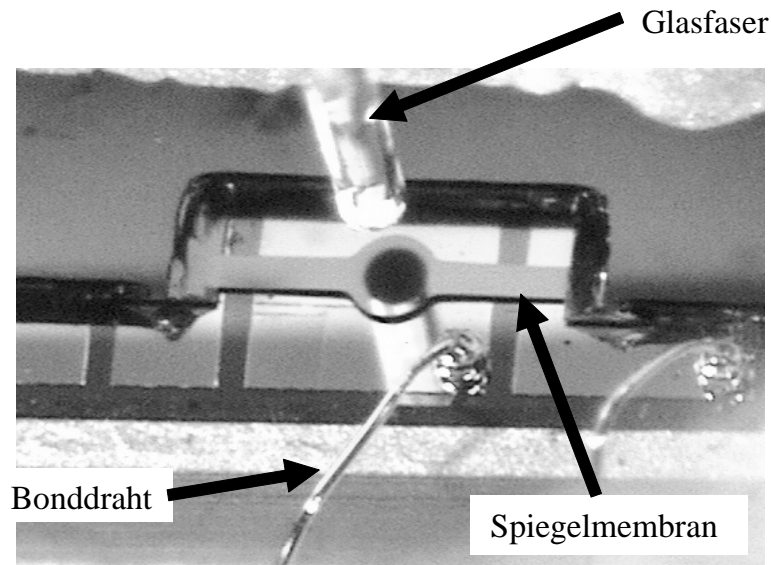


Abbildung 6.3: Photographie eines elektrisch gepumpten VCSELS mit einer 2fach aufgehängten Spiegelmembran, die benachbarte aktive Chips zur Auflage ausnutzt.

Beschreibung des Herstellungsprozesses findet sich in [39].

### 6.1.2 Prototyp eines elektrisch gepumpten abstimmbaren VCSELS

Das Material für die aktiven Chips wurde auf einem 2" – *InP*-Wafer in einem quadratischen Raster gefertigt. Die laterale Abmessung eines einzelnen Chips beträgt  $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ . Auf dem Wafer wurde der Durchmesser der Tunnelkontakte variiert, so dass die optimale laterale Größe der Anregung experimentell ermittelt werden kann. Für die Herstellung des mikromechanisch abstimmbaren VCSELS ergibt sich daraus die Problematik eines nicht unerheblichen Größenunterschieds zwischen dem aktiven Chip und dem ca.  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  großen Design des Membranchips. Daher wurden zunächst benachbarte Zellen eines aktiven Chips als Auflagefläche des Membranchips verwendet, wie in Abbildung 6.2 schematisch gezeigt.

Für eine bessere Ausnutzung aller aktiven Chips des in der Herstellung sehr aufwändigen Wafers wurde eine Technik entwickelt, die Oberfläche eines einzelnen aktiven Chips mit Hilfe eines kostengünstigen Siliziumsubstrats zu vergrößern, um so für die notwendige Auflagefläche des Membranchips zu sorgen. Gleichzeitig wird bei dieser Technik eine gute thermische Verbindung des aktiven Chips zur Wärmesenke gewährt. Das Verfahren wird ausführlich in Anhang E beschrieben. Der schematische Querschnitt eines auf diese Weise hergestellten mikromechanisch abstimmbaren

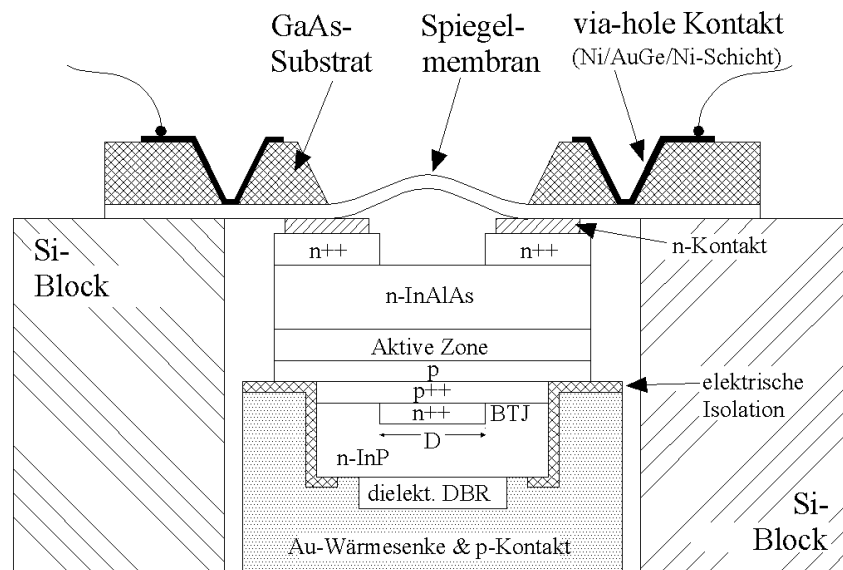


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau eines VCSELs. Die Größe des kleineren aktiven Chips wurde mit Hilfe des Siliziumblocks an die Größe der Spiegelmembran angepasst.

VCSELs ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Der durch Sägen vereinzelte aktive Chip wird so in die quadratische Grube eines Siliziumwaferblocks eingelassen und fixiert, dass seine Oberfläche exakt plan-parallel zu der des Siliziumwaferblocks liegt. Auf der vergrößerten Oberfläche kann dann in einem nachfolgenden Schritt der Membranchip fixiert werden.

Für das Zusammenfügen von Membranchip und aktivem Chip wurde eigens ein Messaufbau entwickelt, der es ermöglichte, während der Justierung des Membranchips relativ zu dem aktiven Chip das Ausgangsspektrum des VCSELs zu verfolgen. Gleichzeitig konnte die Membranauslenkung gesteuert werden. Der noch nicht verklebte Zwei-Chip-VCSEL wurde dabei auf einer temperaturgeregelten Kupferplatte temporär mit Hilfe von an Mikromanipulatoren befestigten Nadeln elektrisch kontaktiert, um sowohl den Pumpstrom einspeisen als auch die mikromechanische Membran auslenken zu können. Der Membranchip konnte ebenfalls mit Hilfe von Mikromanipulatoren in der Auflageebene in x-y-Richtung verschoben werden. Eine weitere x-y-z-Positioniereinheit ermöglichte die Positionierung einer optischen Faser, vorzugsweise einer Multimode-Faser oder einer Faserlinse, zur Einkopplung des ausgestrahlten Lichts zwecks weiterer Analyse hinsichtlich Spektrum und Ausgangsleistung. Für die Bedienung des Messaufbaus stand ein Stereo-Mikroskop mit großem Arbeitsabstand zur Verfügung. Um den Membranchip nach dem Auffinden der optimalen Position dauerhaft mit dem Unterteil zu verbinden wurde ein relativ



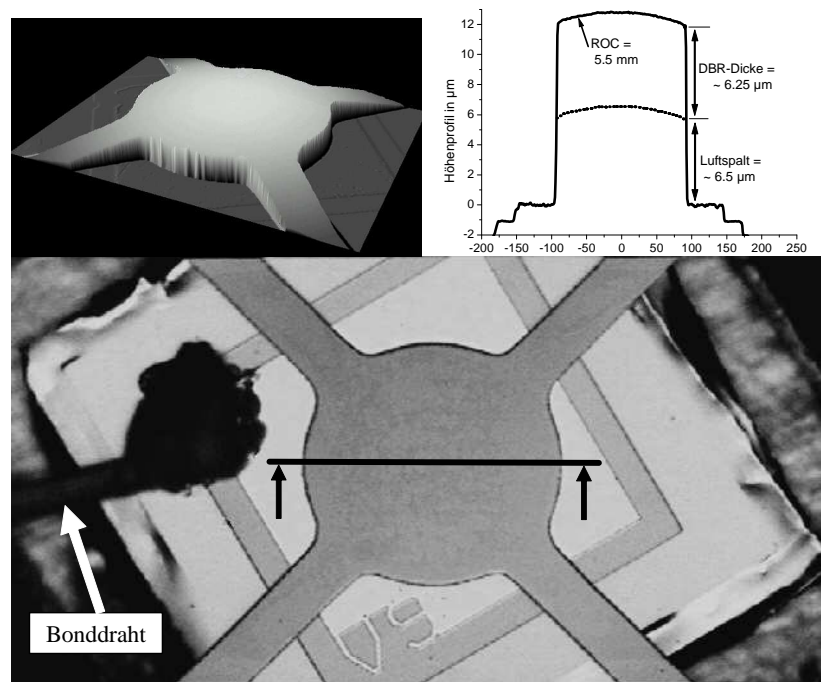


Abbildung 6.5: Photographie und Oberflächenprofilmessung eines elektrisch gepumpten VCSELS, der mit Hilfe eines Silizium-Blocks an die Größe des Membranchips angepasst wurde.

viskoser UV-Licht aushärtender Klebstoff<sup>4</sup> verwendet, der manuell an den Kanten des Membranchips aufgetragen und anschließend mit der UV-Lampe ausgehärtet wurde. Nachdem Verkleben der beiden Chips wurde ein Bonddraht zur leichteren Kontaktierung angebracht.

Abbildung 6.5 zeigt ein Foto eines solchen Bauelements, das auch für die im Folgenden vorgestellten Messungen verwendet wurde. Die Spiegelmembran besteht aus einem dotierten ca.  $6,25\ \mu\text{m}$  dicken  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ -Bragg-Spiegel mit 24,5 Perioden, dessen interner Stress durch den Einschluss von Indium derart verändert wurde, dass sich ein Krümmungsradius von  $5,5\ \text{mm}$  einstellte. Der Luftspalt zwischen der im Durchmesser  $190\ \mu\text{m}$  großen Membran und der Oberfläche des aktiven Chips betrug  $6,5\ \mu\text{m}$ . Eine Oberflächenprofilmessung des konfokalen Mikroskops ist ebenfalls in Abbildung 6.5 zu sehen.

<sup>4</sup>UV-härtender Klebstoff Ablelux A4021T der Firma Ablestik. Viskosität: 60000 cP.

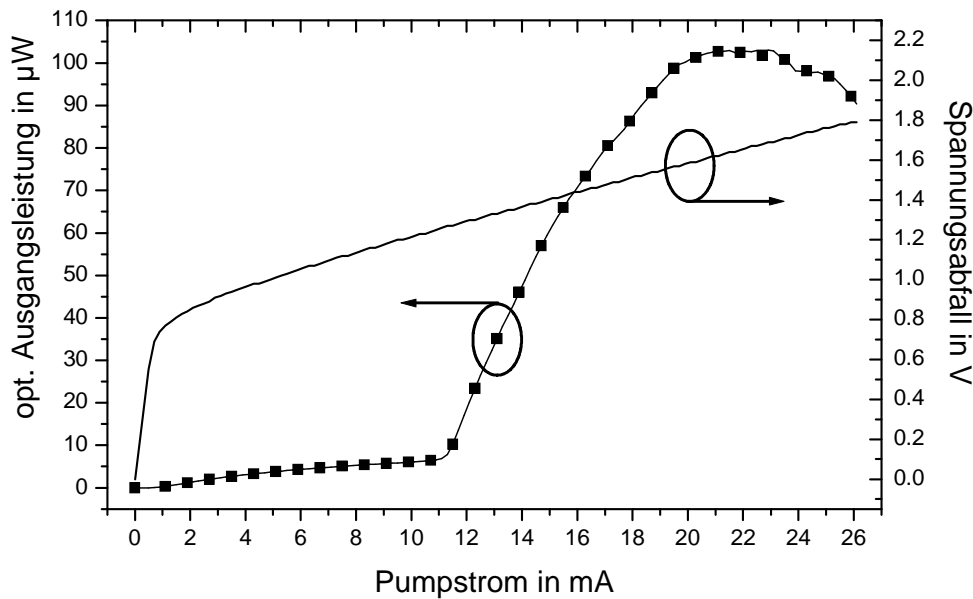


Abbildung 6.6: Optische Ausgangsleistung und Spannungsabfall über der Laserdiode in Abhängigkeit des Pumpstroms.

## 6.2 Charakterisierung des VCSELs

### 6.2.1 Optische Charakterisierung

#### 6.2.1.1 PI-Kennlinie

Abbildung 6.6 zeigt die Strom-Leistungs-Kennlinie eines mikromechanisch abstimmbaren vertikal emittierenden langwelligen Lasers für kontinuierliche Anregung bei  $20^\circ\text{C}$ . Der Durchmesser des Tunnelkontakts beträgt in diesem Fall  $20\text{ }\mu\text{m}$ . Es kann eine maximale Ausgangsleistung von etwas über  $100\text{ }\mu\text{W}$  erreicht werden. Der Schwellstrom bei dem die Lasertätigkeit einsetzte, lag bei ca.  $10,5\text{ mA}$ , woraus sich eine Schwellstromdichte von ca.  $2,5\text{ kAcm}^{-2}$  errechnet<sup>5</sup>. Obwohl die Berechnung der Schwellstromdichte zu sehr ähnlichen Werten wie bei nicht-abstimmbaren langwelligen VCSEL führte, so lag doch die maximale Ausgangsleistung um einen Faktor 10 unterhalb der Erwartungen. Da eine niedrige Schwelle auf geringe Resonatorverluste hindeutet, ist die geringe Ausgangsleistung mit einer zu großen Reflektivität der Spiegelmembran zu erklären. Da es sich bei dem aktiven VCSELs um eine „resonante“ Struktur handelt, kann man davon ausgehen, dass die effektive Reflektivität der Spiegelmembran Werte von 99,95% erreicht. Daher ist, wie in Kapitel 2.3.1.7

<sup>5</sup>Angenommen wurde hier eine Aufweitung der lateralen Strombegrenzung durch Diffusion um  $1,5\text{ }\mu\text{m}$ .

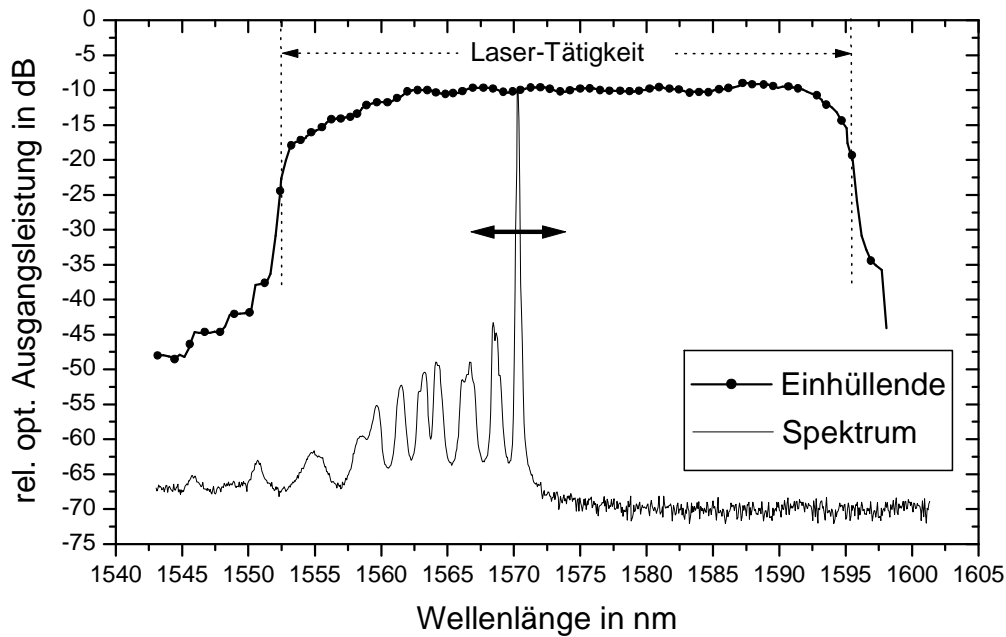


Abbildung 6.7: Spektrum des elektrisch gepumpten VCSELS. Die Einhüllende zeigt das Maximum der Laserlinie während der Abstimmung bei konstantem Pumpstrom.

gezeigt, davon auszugehen, dass nur ein Bruchteil der Laserleistung durch die Spiegelmembran austritt, während der Großteil der Leistung den unteren Spiegel verlässt bzw. in Wärme umgesetzt wird.

### 6.2.1.2 Spektrum

Abbildung 6.7 zeigt das einmodige Spektrum des VCSELS mit einer Seitenmodenunterdrückung von über  $35\text{ dB}$ . Abbildung 6.7 zeigt außerdem die Einhüllende der fundamentalen Laserlinie während der elektro-thermischen Auslenkung der Spiegelmembran. Es konnte ein Abstimmbereich von über  $42\text{ nm}$  erreicht werden. Dies ist weitaus mehr als bislang veröffentlichte Resultate und stellt somit einen Rekordwert für elektrisch gepumpte VCSEL dar. Obwohl die Seitenmodenunterdrückung über dem kompletten Abstimmbereich über  $32\text{ dB}$  liegt, so deutet doch die Existenz der vielen kleinen Nebenmoden auf eine Fehlanpassung von Resonatorlänge, Membrankrümmung und Tunnelkontaktdurchmesser hin. Nichtsdestotrotz ist bemerkenswert, dass der VCSEL, der einen Tunnelkontaktdurchmesser von  $20\text{ }\mu\text{m}$  ein einmodiges Spektrum zeigt, während vergleichbare, nicht-abstimbare langwellige VCSEL in der Regel bereits ab  $5\text{ }\mu\text{m}$  Tunnelkontaktdurchmesser ein mehrmodiges Spektrum aufweisen. Diese Tatsache wird insbesondere dem langen Resonator, der durch das Zwei-Chip-Konzept ermöglicht wurde, zugeschrieben.

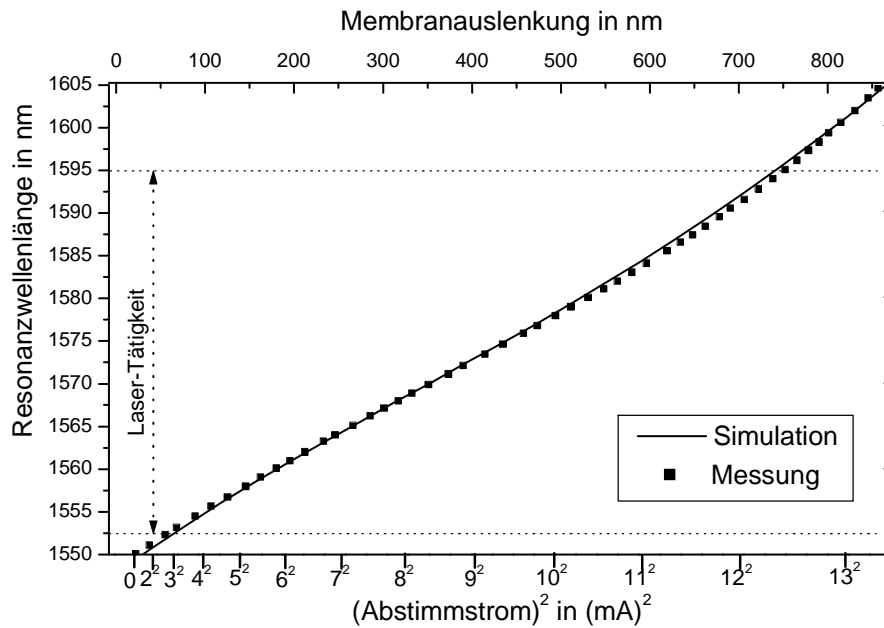


Abbildung 6.8: Gemessene und simulierte Abstimmcharakteristik der Wellenlänge des VCSELs.

### 6.2.1.3 Abstimmcharakteristik

Abbildung 6.8 zeigt die gemessene und simulierte Abstimmcharakteristik der Laserwellenlänge durch den Abstimmstrom. Die Simulation des Luftspalt-Resonators zeigt, dass auch hier ein exakt linearer Zusammenhang zwischen der in der Membran in Wärme umgesetzten Leistung und der Membranauslenkung besteht. Ein Vergleich der s-förmigen Kurvenform für die Resonatorresonanz in Abhängigkeit der Membranauslenkung mit den in Abschnitt 2.3.2.2 vorgestellten Charakteristika zeigt, dass es sich hierbei um eine „resonante“ Resonatorstruktur handeln muss. Bemerkenswert ist auch hier die große Auslenkbarkeit der Spiegelmembran. Ab einem Abstimmstrom durch die Spiegelmembran von etwa  $3\text{ mA}$  erreicht die Resonanz des Resonators den Wellenlängenbereich ausreichender Verstärkung und der Resonatormode schwingt an. Wird der Abstimmstrom weiter erhöht, so wandert die Laserlinie durch die spektrale Gewinnkurve zu höheren Wellenlängen. Nach etwa  $42\text{ nm}$  oder bei ca.  $12,3\text{ mA}$  Heizstromstärke durch die Aufhängung der Membran reicht die Verstärkung nicht mehr, um die Verluste auszugleichen, so dass die VCSEL Ausgangsleistung um drei Größenordnungen zurückgeht und nur noch inkohärentes Licht den Laserresonator verlässt. Wird der Abstimmstrom nun noch weiter erhöht, so erreicht der benachbarte longitudinale Grundmode bei einem Heizstromwert von etwa  $14,5\text{ mA}$  den laseraktiven Wellenlängenbereich und schwingt an. Auch dieser

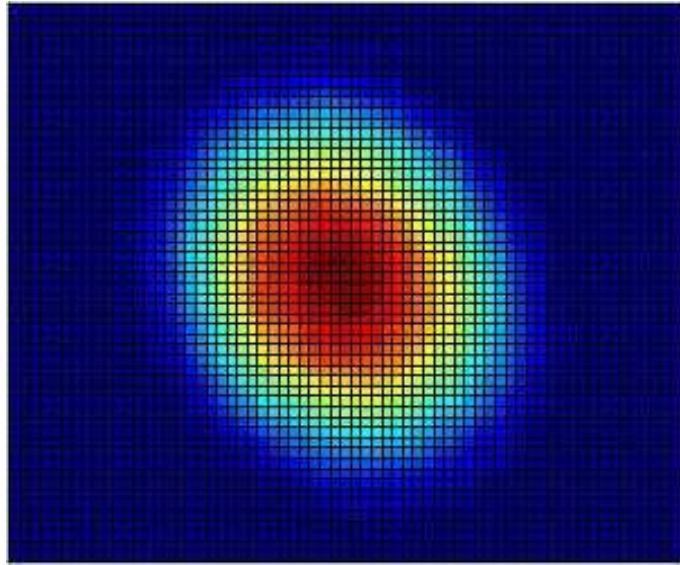


Abbildung 6.9: Mit Hilfe einer IR-Kamera mit Mikroskopobjektiv gemessenes Fernfeld des elektrisch gepumpten VCSELS.

Mode kann bei weiterer Erhöhung entlang des kompletten Abstimmereichs durchgestimmt werden. Die elektrothermische Auslenkung der Membran ermöglicht daher ohne Weiteres eine Durchstimmung der Resonanzwellenlänge über mindestens zwei freie Spektralbereiche.

#### 6.2.1.4 Fernfeld

Für die Aufnahme des Fernfelds des Lasers wurde eine Infrarot-Kamera mit Mikroskopobjektiv eingesetzt. Abbildung 6.9 zeigt das Fernfeld des elektrisch gepumpten VCSELS. Man erkennt, dass das Fernfeld eine leicht elliptische Form aufweist. Dies rührt daher, dass der vergrabene Tunnelkontakt ebenfalls in Form einer Ellipse erstellt wurde, um eine Vorzugsrichtung für die Polarisierung des VCSELS vorzugeben. Das Fernfeld belegt, dass es sich bei dem anschwingenden Lasermode um den erwünschten Gaußstrahl handelt. Eine Abhängigkeit des Fernfelds von der Wellenlänge während des Durchstimmens des Lasers war nicht zu beobachten. Die Bestimmung der lateralen Ausdehnung des Modes aus dem Fernfeld ergab einen Strahltaillendurchmesser des Gaußstrahls von ca.  $12\ \mu\text{m}$ . Für einen plan-konkaven Luftspalt-Resonator dieser Geometrie würde man einen Wert um  $20\ \mu\text{m}$  erwarten. Zu erklären ist die stärkere Modeneinschnürung mit einer Stufe im unteren Rückspiegel des aktiven Chips wie die in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Simulationen zeigen.

## 6.2.2 Dynamische Charakterisierung der Membran

Der Einsatz eines solchen Lasers in einem Übertragungssystem erfordert unbedingt eine Regelung zur Wellenlängenstabilisierung [131]. Für die Entwicklung eines solchen Regelkreises sind Kenntnisse über die Sprungantwort und den Frequenzgang dieser neuartigen mikromechanischen Bauteile notwendig.

### 6.2.2.1 Sprungantwort

Die Sprungantwort des thermisch abstimmbaren Resonators gibt an, wie die Laserwellenlänge auf eine sprunghafte Änderung der Membranansteuerung reagiert. Zur Aufzeichnung der Sprungantwort wurde der Heizstrom durch die Membran mit einem Rechtecksignal geringer Frequenz moduliert, so dass sich der Membranstrom in einer ersten Messung zwischen  $6\text{ mA}$  und  $8\text{ mA}$  und in einer zweiten Messung zwischen  $6\text{ mA}$  und  $12\text{ mA}$  sprunghaft änderte. Die Wellenlängenänderung wurde mit Hilfe eines Wellenlängendiskriminators in eine elektrische Spannungsänderung umgewandelt. Beide Signale wurden auf einem Oszilloskop angezeigt und ausgewertet. Für die Modellierung dieses thermischen Systems kann mit hinreichend guter Näherung ein Tiefpass erster Ordnung angenommen werden, mit

$$\lambda(t) = \lambda_{\text{Start}} + \Delta\lambda \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}\right) \quad (6.1)$$

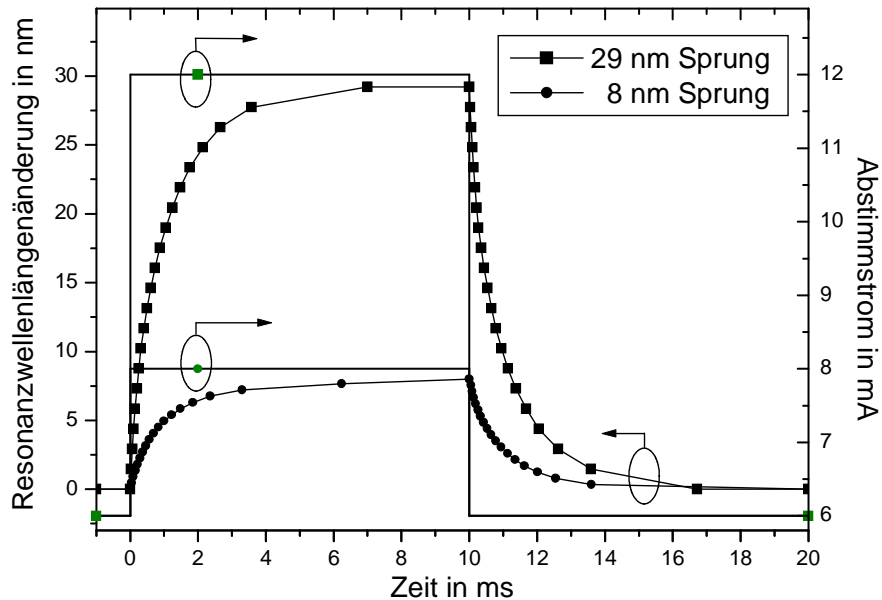


Abbildung 6.10: Wellenlängen-Sprungantwort eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELs, dessen Abstimmstrom sprunghaft verändert wurde.

für eine steigende Flanke und

$$\lambda(t) = \lambda_{Start} - \Delta\lambda \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_f}}\right) \quad (6.2)$$

für eine fallende Flanke der Eingangsgröße. Hier wird  $\tau$  als die  $1/e$ -Zeitkonstante des Systems bezeichnet. Diese Zeitkonstante gibt die Zeit an, die der Resonator benötigt, um ca. 63 % der gesamten Wellenlängendifferenz  $\Delta\lambda$  einzustellen. Für die hier untersuchte Membran ergibt sich ein Wert von  $\tau_s \approx 1 \text{ ms}$ . Die Zeitkonstante  $\tau_f$  liegt leicht oberhalb dieses Wertes, da die Membran durch den Heizstrom schneller aufgewärmt wird als sie sich abkühlt.

### 6.2.2.2 Frequenzgang

Der elektrothermische Frequenzgang des mikro-opto-elektronischen Systems VCSEL gibt an, in wie weit die Laserwellenlänge einer schnellen Modulation des Abstimmstroms folgen kann. Aufgrund der intrinsischen Trägheit eines thermischen Systems wird die Spiegelmembran hochfrequenten Änderungen des Heizstroms nicht mehr folgen können, so dass sich eine konstante, mittlere Temperaturverteilung einstellt ohne Änderung der Auslenkung der Membran. Um den Frequenzgang messtechnisch zu ermitteln wurde der Heizstrom um einen Arbeitspunkt sinusförmig moduliert, während die Schwankungsbreite der Wellenlänge mit Hilfe der „Maximalwert-Aufzeichnung“ auf einem optischen Spektrumanalysator abgelesen wurde.

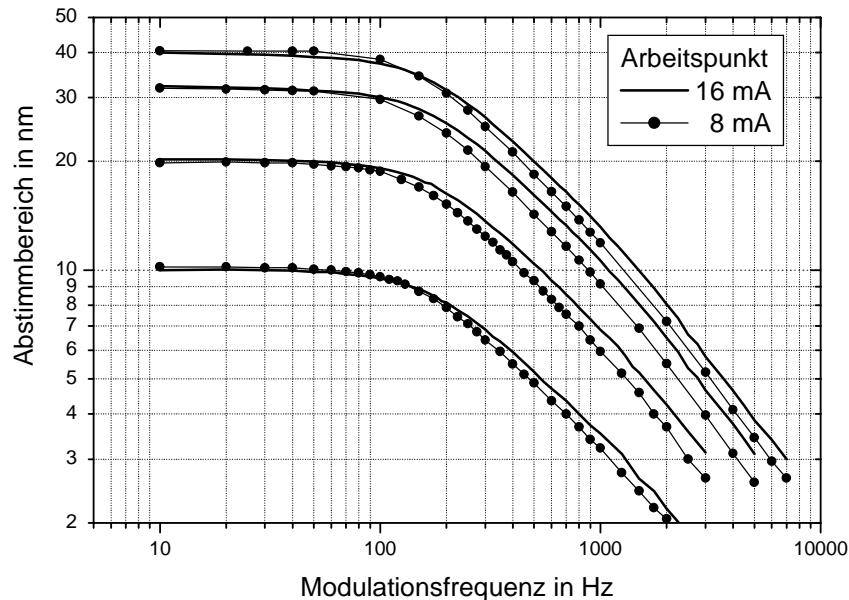


Abbildung 6.11: Wellenlängen-Frequenzgang eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELS, dessen Abstimmstrom frequenzmoduliert wurde.

Abbildung 6.11 zeigt den Frequenzgang des mikromechanisch abstimmbaren VCSELs im Diagramm mit doppelt logarithmischer Achseinteilung. Für die Messung wurden die zu zwei unterschiedlichen longitudinalen Grundmoden gehörende Arbeitspunkte von  $8\text{ mA}$  und  $16\text{ mA}$  verwendet. Außerdem wurde die Frequenzgangmessung für vier unterschiedliche Amplituden des Heizstroms durchgeführt. Aus dem Diagramm kann abgelesen werden, dass die Modulationstiefe um  $10\text{ dB}$  pro Frequenzdekade sinkt. Die  $3\text{ dB}$  Grenzfrequenz, bei der die Modulationstiefe um die Hälfte gesunken ist, liegt für den  $8\text{ mA}$  Arbeitspunkt bei etwa  $450\text{ Hz}$  und für den  $16\text{ mA}$  Arbeitspunkt bei etwa  $550\text{ Hz}$ .

Der Frequenzunterschied von etwa  $100\text{ Hz}$  kann durch den höheren Temperaturunterschied der Membran zur Umgebung und die damit verbundene beschleunigte Abkühlung der Membran erklärt werden. Die ermittelten Grenzfrequenzen stimmen gut mit den aus der Sprungantwort ermittelten Werte überein. Grenzfrequenz und  $1/e$ -Zeitkonstante hängen über die Gleichung

$$f_g = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (6.3)$$

zusammen. Das dynamische Verhalten der Membranstruktur hängt maßgeblich von den Abmessungen der Membran ab. Größere Membrangeometrien führen hierbei zu kleineren Grenzfrequenzen bzw. größeren Zeitkonstanten. Für den Fall, dass die elektrothermische Zeitkonstante für die Anwendung zu hoch liegt, muss zu einer elektrostatischen Abstimmung der Spiegelmembran gewechselt werden. Bei dieser Gelegenheit soll darauf hingewiesen werden, dass der elektrisch gepumpte VCSEL für eine elektrostatische Auslenkung ideal geeignet ist, da die Goldmetallisierung auf der Oberseite des aktiven Chips gleichzeitig als Gegenelektrode verwendet werden kann. Der Frequenzgang bei elektrostatischer Auslenkung dieser Membran weist eine  $3\text{ dB}$  Grenzfrequenz von  $850\text{ kHz}$  auf und ist ausschließlich von der mechanischen Struktur der Membran abhängig.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Realisierung einer breitbandig durchstimmbaren langwelligen Vertikalresonator-Laserdiode (VCSEL) durch Integration der Mikrosystemtechnik. Hauptmerkmale dieser Bauelemente sollten ein großer kontinuierlicher Abstimmungsbereich ohne Modensprünge bei einer Wellenlänge von  $1,5\,\mu\text{m}$ , ein einmodiges Spektrum sowie eine akzeptable Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur sein. Langjährige Erfahrungen am Fachgebiet für optische Nachrichtentechnik der Technischen Universität Darmstadt auf dem Gebiet mikromechanisch abstimmbarer optischer Fabry-Pérot-Filter sollten genutzt und in Zusammenarbeit mit nationalen und internationalen Projektpartnern auf die Entwicklung eines solchen aktiven Bauelements übertragen werden.

Grundlage für die Realisierung der abstimmbaren VCSEL war das Zwei-Chip-Konzept eines optischen Resonators, das durch die technologische Trennung der Mikromechanik und des optischen Verstärkers eine separate Optimierung erlaubt. Die Tauglichkeit des Konzepts sollte sowohl für optisch gepumpte als auch für elektrisch gepumpte aktive Zonen demonstriert werden. Der Fokus dieser Arbeit richtete sich auf die folgenden Punkte:

- Modellierung des statischen Bauteilverhaltens
- technologische Entwicklung der mikromechanisch auslenkbaren Spiegelmembranen
- Flip-Chip-Endmontage beider Chips
- messtechnische Charakterisierung des fertigen Bauteils

## Zusammenfassung

In **Kapitel 2** wurden wichtige theoretische Grundlagen zusammengefasst, die für den prinzipiellen Aufbau eines abstimmbaren aktiven Laserresonators von großer Bedeutung sind. Ein besonderes Augenmerk wurde hier auf die für das Zwei-Chip-Konzept wichtigen Spezialfälle des plan-konkaven Resonators sowie eines sogenannten Luftspalt-Resonators gelegt, welche den Einfluss eines gekrümmten Frontspiegels bzw. eines hohen Brechungsindexsprungs innerhalb der VCSEL-Kavität auf die Lasereigenschaften beschreiben.

In **Kapitel 3** wurde die quasi-3-dimensionale Simulation eines abstimmbaren aktiven optischen plan-konkaven Laserresonators vorgestellt. Die Simulation diente vor allem zur Erweiterung des Verständnis wichtiger Zusammenhänge, wie z.B. des Einflusses der optischen und elektrischen Anregung und bietet insbesondere auch Hilfestellung im Hinblick auf zukünftige Optimierungsarbeiten eines solchen Bauteils.

**Kapitel 4** beschreibt die Technologie zur Herstellung von mikromechanisch auslenkbaren Spiegelmembranen aus halbleitenden oder dielektrischen Materialien auf *GaAs*-Substrat. Durch einen neu eingeführten Trockenätzprozess konnte die Dimension der dielektrischen Spiegelmembranen wesentlich verkleinert werden, so dass sie sich für den Einsatz im VCSEL eignen. Eine weitere Verbesserung des bisherigen Membrankonzepts stellte die neuartige Kontaktführung durch das *GaAs*-Substrat dar. Erst die Verwendung von „via-hole“-Kontakten für die Ansteuerung des Membranaktuators sowohl von halbleitenden als auch von dielektrischen Membranen bedeutete eine erhebliche Vereinfachung der Flip-Chip-Technik für das Zwei-Chip-Konzept. Rückblickend stellte sich heraus, dass dies einer der Hauptgründe war, die nach unzähligen Fehlversuchen zum Durchbruch der VCSEL-Entwicklung führten. Ein weiterer Grund war die im Rahmen dieser Arbeit erworbenen Erkenntnisse zur gezielten Einstellung der Membrankrümmung durch im Spiegelmaterial eingebaute Schichtverspannung. Dies gelang sowohl bei *GaAs/AlGaAs*- als auch bei *Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>*-Membranen. Für beide Materialsysteme wurde die Integration der elektrostatischen oder elektrothermischen Aktorik vorgestellt. Die Tauglichkeit der Spiegelmembranen wurde eindrucksvoll durch die Herstellung eines abstimmbaren optischen Fabry-Pérot-Filters demonstriert. Dessen Güte erzielte den Wert von 480 und lag damit weit über dem, was bis dato durch Zwei-Chip-Filter erreicht wurde.

Die erstmalige Realisierung optisch gepumpter mikromechanisch abstimmbarer VC-

SEL basierend auf dem Zwei-Chip-Konzept wurde in **Kapitel 5** beschrieben. Dort wurde ein solcher VCSEL mit einer kontinuierlichen maximalen Ausgangsleistung von ca.  $0,6 \text{ mW}$  bei Raumtemperatur und einem Abstimmungsbereich von ca.  $24 \text{ nm}$  bei stabiler linearer Polarisierung vorgestellt. Es wurde der komplette Herstellungsprozess eines solchen Bauelements bis hin zum Einbau in ein handelsübliches Gehäuse entwickelt. Der erfolgreiche Einsatz des VCSELs in einem  $2,5 \text{ Gbit/s}$ -Übertragungssystem bestätigte die Tauglichkeit des Konzepts. Aufgrund der diffizilen Aufbau-technik scheint jedoch ein optisch gepumpter VCSEL gegenüber einem elektrisch gepumpten VCSEL kommerziell wenig geeignet.

Die Entwicklung des ersten elektrisch gepumpten Zwei-Chip-VCSELs, vorgestellt in **Kapitel 6**, führte zu einem Weltrekord auf dem Gebiet elektrisch gepumpter VCSEL hinsichtlich des Abstimmungsbereichs der Laserlinie über eine Bandbreite von  $42 \text{ nm}$ . Dieser Laser lieferte eine maximale kontinuierliche optische Ausgangsleistung von etwa  $0,1 \text{ mW}$  bei Raumtemperatur und zeigte ein einmodiges Spektrum trotz technologischer Probleme während der Herstellung des aktiven Chips. Daher können Steigerungen der Ausgangsleistung bei verbessertem Material durchaus erwartet werden, so dass die Vorteile des Zwei-Chip-Konzepts umfassend genutzt werden können:

- große Resonatorlänge, die zu einer hohen Wellenlängenselektivität führt
- starke Krümmung der Spiegelmembran, welche die Verluste des plan-konkaven Resonators minimiert
- hohe Nebenmodenunterdrückung auch bei großflächig gepumpten aktiven Zonen
- einfache Integration der Aktorik für die mikromechanische Abstimmung des Resonators

## Ausblick

Im Rahmen von Nachfolgeprojekten wurden bereits neue Bestmarken hinsichtlich der Laserausgangsleistung erzielt [85]. In einem nächsten Schritt sollte versucht werden, das Zwei-Chip-Konzept durch einen monolithischen Ansatz zu ersetzen, indem ein dielektrischer Spiegel mittels *ICP – PECVD* bei niedriger Prozess Temperatur direkt auf dem aktiven Chip abgeschieden und anschließend durch Oberflächenmikromechanik strukturiert wird. Dies würde den für eine kommerzielle Fertigung kostenintensiven Prozessschritt der Endmontage eliminieren.

Weiterhin stehen Optimierungsarbeiten hinsichtlich der hochfrequenten Eigenschaften dieser Art von VCSEL aus. Die Möglichkeit einer schnellen direkten Modulation würde diese Bauteile für hochbitratige optische Datenübertragungssysteme interessant machen.

Die Übertragung dieses Konzepts auf VCSEL höherer Wellenlängenbereiche, z.B. der Bereich ab  $2,0\ \mu\text{m}$  Wellenlänge würde die Bauelemente besonders für die Gassensorik wertvoll machen, da viele Gase charakteristische Absorptionslinien in diesem Wellenlängenbereich aufweisen.

Abschließend bleibt festzustellen, dass das Interesse an breitbandig abstimmbaren langwelligen Lasern ungebrochen ist und neben der klassischen Anwendung in der optischen Nachrichtentechnik eine steigende Anzahl von Einsatzmöglichkeiten im Bereich Sensorik, in der Automobil-, Mineralöl- oder auch Umwelttechnik entstehen.

# Anhang A

## Transfermatrix-Methode

Die Transfermatrix-Methode ist ein wichtiges Instrument zur Berechnung des Reflexions- und Transmissionsfaktors nach Betrag und Phase von Vielschichtsystemen. Hierbei handelt es sich um ein 1-dimensionales Verfahren, da vorausgesetzt wird, dass die Schichten in lateraler Richtung unendlich ausgedehnt sind. Außerdem verwendet dieses Verfahren ausschließlich ebene Wellen, so dass die Ergebnisse nur für diesen Spezialfall von elektro-magnetischen Wellen gültig sind, die auf ein solches Vielschichtsystem treffen.

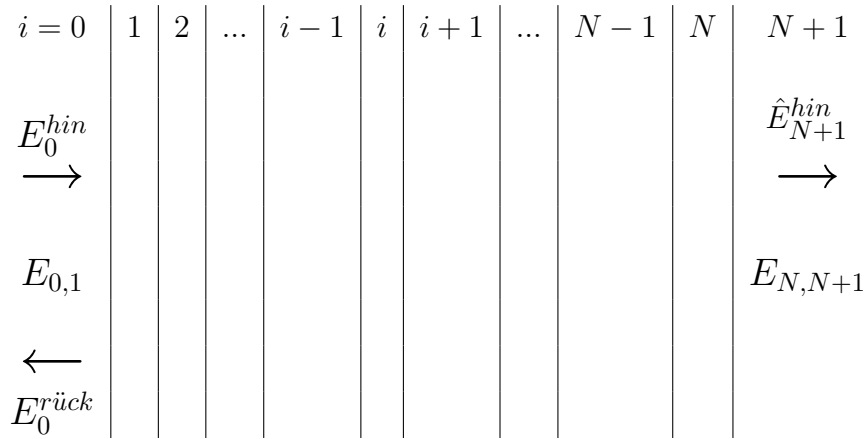
Die Transfermatrix-Methode ist anwendbar sowohl auf Schichten mit rein reellen Brechungsindizes als auch auf Schichten mit komplexen Brechungsindizes. Somit ist dieses Modell in der Lage, sowohl Materialabsorption von passiven Schichten als auch die Verstärkung von aktiven Schichten mit Hilfe des Imaginärteils des komplexen Brechungsindex zu berücksichtigen. Daher liefert eine numerische Simulation, basierend auf diesen Verfahren, wertvolle Ergebnisse über Bragg-Reflektoren aber auch über komplette aktive plan-parallele optische Resonatoren. Im Folgenden ist eine Herleitung der Transfermatrix-Methode angegeben.

Es wird angenommen, eine ebene Welle<sup>1</sup>  $E(x) = E_0^{hin} \cdot \exp(-j k_0 x)$  trifft senkrecht<sup>2</sup> auf ein Vielschichtsystem, wie in Abbildung A.1 gezeigt, mit  $N$  Schichten ( $i = 1, 2, \dots, N$ ). Das Medium vor der ersten und nach der letzten Schicht soll mit  $i = 0$  und  $i = N + 1$  indiziert werden. An jeder Grenzfläche wird ein Teil der auftreffenden Welle reflektiert, ein anderer Teil wird transmittiert. Abbildung A.2 zeigt einen beliebigen Ausschnitt dieses Vielschichtsystems zur Definition der Indizierung

---

<sup>1</sup> $k_0 = n_0 \omega / c$  ,  $n_0$ : Brechungsindex der Schicht 0 ,  $\omega = 2 \pi f$  ,  $f$  : Frequenz,  $c$ : Vakuumlichtgeschwindigkeit

<sup>2</sup>Die Transfermatrix-Methode kann auch dahingehend erweitert werden, dass die ebene Welle  $E_0^{hin}$  nicht senkrecht sondern schräg auf das Vielschichtsystem trifft [27]

Abbildung A.1: Modell eines Vielschichtsystems mit  $N$ -Schichten

gen. Aufgrund der Stetigkeitsbedingung der tangentialen Feldstärkekomponenten an einer Grenzfläche sind die elektrische und magnetische Feldstärke ( $E_{i-1,i}$  und  $H_{i-1,i}$ ) direkt vor und hinter der Grenzfläche jeweils gleich groß. Da das elektrische und das magnetische Feld der ebenen Welle senkrecht zu der Ausbreitungsrichtung und hier tangential zu der Grenzfläche liegt, ergeben sich für die elektrische und magnetische Feldstärke  $E_{i-1,i}$  und  $H_{i-1,i}$  an der Grenzfläche zwischen Schicht  $i-1$  und Schicht  $i$ :

$$\begin{aligned} E_{i-1,i} &= E_{i-1}^{hin} + E_{i-1}^{rück} = \hat{E}_i^{hin} + \hat{E}_i^{rück} \\ H_{i-1,i} &= \frac{E_{i-1}^{hin}}{Z_{i-1}} - \frac{E_{i-1}^{rück}}{Z_{i-1}} = \frac{\hat{E}_i^{hin}}{Z_i} - \frac{\hat{E}_i^{rück}}{Z_i} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

wobei ausgenutzt wurde, dass sich die magnetische Feldstärke in Schicht  $i$  einer sich in  $\vec{e}_k$ -Richtung ausbreitenden ebenen Welle durch

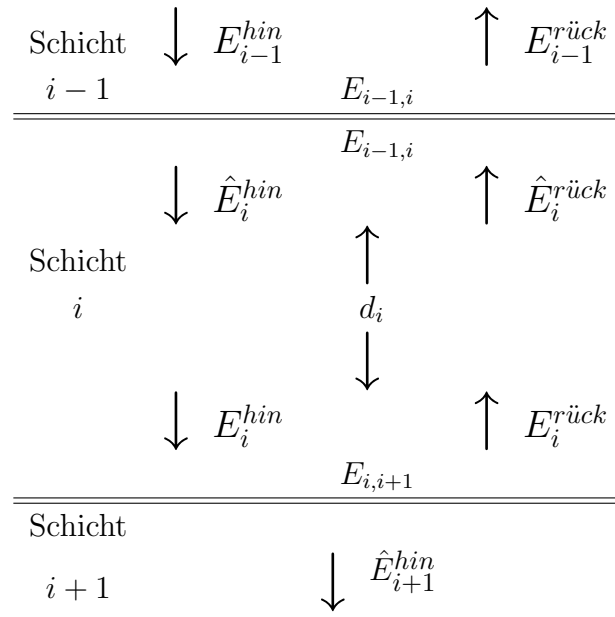
$$\vec{H}_i = \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}_i}{Z_i} \quad (\text{A.2})$$

als Funktion des Feldwiderstands  $Z_i = \frac{1}{n_i} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  und der elektrischen Feldstärke ausdrücken lässt<sup>3</sup>.

An der Grenzfläche zwischen Schicht  $i$  und Schicht  $i+1$  ergibt sich analog zu Gleichung A.1:

$$\begin{aligned} E_{i,i+1} &= E_i^{hin} + E_i^{rück} \\ H_{i,i+1} &= \frac{E_i^{hin}}{Z_i} - \frac{E_i^{rück}}{Z_i} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

<sup>3</sup>Diese für ebene Wellen  $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \exp(-j\vec{k}\vec{r})$  geltende Beziehung ergibt sich unmittelbar aus der Maxwell'schen Gleichung für harmonische Zeitabhängigkeit  $\vec{H} = \frac{\text{rot } \vec{E}}{-j\omega\mu_0} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{\omega\mu_0}$ .

Abbildung A.2: Definition der Variablen an einer beliebigen Schicht  $i$ 

bzw. aufgelöst nach  $E_i^{hin}$  und  $E_i^{rück}$ :

$$\begin{aligned} E_i^{hin} &= (E_{i,i+1} + Z_i H_{i,i+1})/2 \\ E_i^{rück} &= (E_{i,i+1} - Z_i H_{i,i+1})/2 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Berücksichtigt man außerdem, dass für die komplexen Amplituden der elektrischen Feldstärke innerhalb einer Schicht der Dicke  $d_i$  die Beziehung

$$\begin{aligned} \hat{E}_i^{hin} &= E_i^{hin} \cdot \exp(+j k_i d_i) \\ \hat{E}_i^{rück} &= E_i^{rück} \cdot \exp(-j k_i d_i) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

gilt, so lassen sich mit den bislang aufgestellten Gleichungen die tangentialen Feldstärken  $E_{i-1,i}$  und  $H_{i-1,i}$  als Funktion der tangentialen Feldstärken der gegenüberliegenden Grenzfläche  $E_{i,i+1}$  und  $H_{i,i+1}$  ausdrücken<sup>4</sup>:

$$\begin{aligned} E_{i-1} &= \frac{E_{i,i+1} + Z_i H_{i,i+1}}{2} \exp(j k_i d_i) + \frac{E_{i,i+1} - Z_i H_{i,i+1}}{2} \exp(-j k_i d_i) \\ H_{i-1} &= \frac{E_{i,i+1} + Z_i H_{i,i+1}}{2 Z_i} \exp(j k_i d_i) - \frac{E_{i,i+1} - Z_i H_{i,i+1}}{2 Z_i} \exp(-j k_i d_i) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

<sup>4</sup>Rechenweg: die Gleichungen A.4 einsetzen in die Ausdrücke A.5 und diese wiederum einsetzen in die Gleichungen A.1.

oder einfacher in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} E_{i-1} \\ H_{i-1} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos(k_i d_i) & jZ_i \sin(k_i d_i) \\ j\sin(k_i d_i)/Z_i & \cos(k_i d_i) \end{pmatrix}}_{M_i} \begin{pmatrix} E_i \\ H_i \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Damit ist es möglich, die tangentialen Feldstärken an der ersten Grenzfläche durch die tangentialen Feldstärken an der letzten Grenzfläche des Vielschichtsystems durch Multiplikation der einzelnen Matrizen  $M_i$  auszudrücken:

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^N M_i \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Um daraus den Reflexionsfaktor<sup>5</sup>  $r$  und den Transmissionsfaktor<sup>6</sup>  $t$  der einfallenden Welle  $E_0^{hin}$  zu berechnen, müssen nun lediglich folgende Beziehungen an der ersten und letzten Grenzfläche verwendet werden:

$$\begin{aligned} E_0 &= (1 + r) \cdot E_0^{hin} \\ H_0 &= (1 - r) \cdot E_0^{hin}/Z_0 \\ E_N &= t \cdot E_0^{hin} \\ H_N &= t \cdot E_0^{hin}/Z_0 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

wobei man dazu nun willkürlich  $E_0^{hin} = 1$  setzen darf.

---

<sup>5</sup>  $r = E_0^{rück}/E_0^{hin}$

<sup>6</sup>  $t = \hat{E}_{N+1}^{hin}/E_0^{hin}$



## Anhang B

# Numerisches Verfahren zur Lösung der Poissongleichung

Für die Optimierung des VCSEL-Designs ist es wichtig, den thermischen Widerstand der Struktur zu minimieren, um einen zu großen Temperaturanstieg bei der Ableitung der im VCSEL entstehenden Wärmeleistung zu vermeiden. Für den elektrisch gepumpten VCSEL ist außerdem die Verteilung der Ladungsträger innerhalb der aktiven Zone von Bedeutung. Sowohl die Temperatur als auch die Ladungsträgerverteilung in den Quantenfilmen beeinflussen die Verstärkung der aktiven Zone. Daher ergibt sich die Notwendigkeit, geeignete Modelle zu entwickeln, um diese beiden Einflüsse zu optimieren.

Die stationäre elektrische Stromdichte- bzw. Temperaturverteilung im VCSEL kann durch Lösen der sogenannten allgemeinen Poissongleichung

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\kappa} \operatorname{grad} \psi = s \quad (\text{B.1})$$

ermittelt werden. Sie stellt eine Beziehung zwischen einer skalaren Potentialfunktion  $\psi$  und einer Quellendichtefunktion  $s$  her. Physikalisch anschaulich kann Gleichung B.1 in der integralen Form

$$\oint_{\mathcal{F}} \vec{J} \cdot d\vec{A} = \int_{\mathcal{V}} s \cdot dV \quad (\text{B.2})$$

mit dem Stromdichtevektor

$$\vec{J} = -\boldsymbol{\kappa} \operatorname{grad} \psi \quad (\text{B.3})$$

dargestellt werden. Hierin ist  $\boldsymbol{\kappa}$  ein  $3 \times 3$ -Tensor, der es erlaubt, eine eventuelle Materialanisotropie zu berücksichtigen. Die Gleichungen B.1-B.3 sind sowohl für das Modell des Ladungsträgertransports als auch für das Modell des Wärmetransports

Tabelle B.1: Jeweilige physikalische Bedeutung der Variablen in den Modellen zur Bestimmung der elektrischen Stromdichteverteilung bzw. der Temperaturverteilung im VCSEL

Variablen- name	Bedeutung im	
	Ladungsträger- transportmodell	Wärmetransport- Modell
$J$	elektrische Stromdichte	Wärme- stromdichte
$\psi$	elektrisches Potential	Temperatur
$\kappa$	elektrische Leitfähigkeit	thermische Leitfähigkeit
$s$	$s = 0$ , da quellenfrei	erzeugte Wärme- leistungsdichte
Randbedingungen $W_0$ und $W_1$	elektrische Spannung	Temperatur

innerhalb des VCSELs gültig. Lediglich die physikalische Bedeutung der verwendeten Variablen, die in Tabelle B aufgeführt ist, unterscheidet sich.

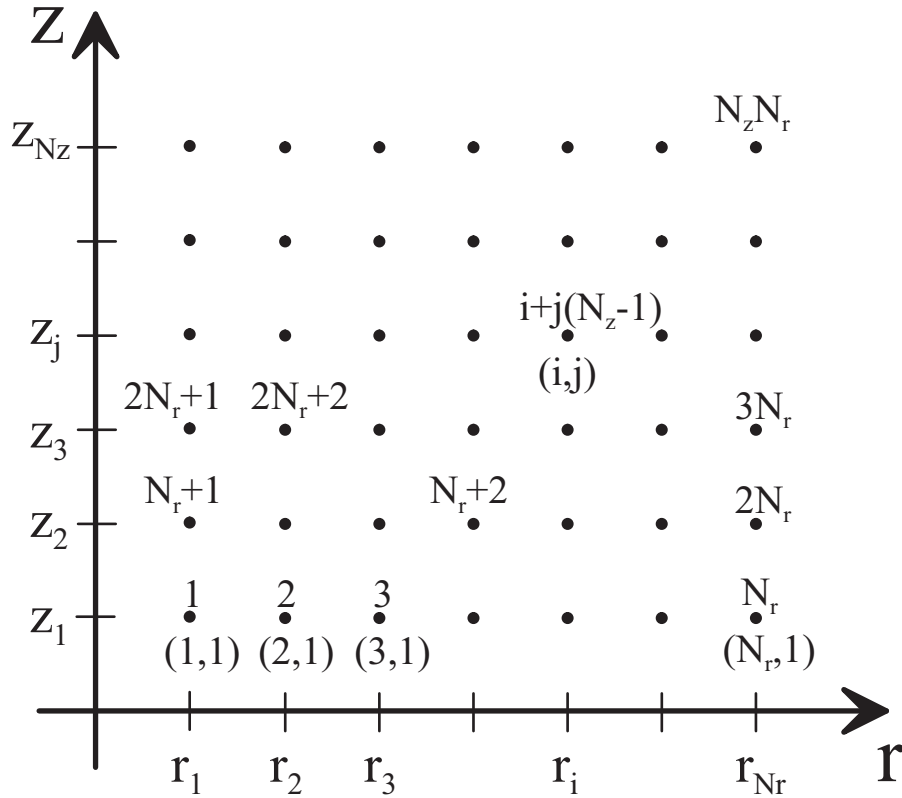
Gleichung B.2 drückt anschaulich aus, dass die Summe aller aus einem Volumen  $\mathcal{V}$  mit der Oberfläche  $\mathcal{F}$  herausfließenden Ströme gleich Null (im Ladungsträgertransport-Modell) bzw. gleich der im Volumen  $\mathcal{V}$  erzeugten Wärmeleistung ist. Die Lösung dieser Gleichung soll unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie ( $\Rightarrow \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ ) im VCSEL in Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  erfolgen. Damit ergibt sich für den Gradienten von  $\psi$ :

$$\text{grad}\psi = \left( \frac{\partial}{\partial r}, 0, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (\text{B.4})$$

so dass die  $\varphi$ -Komponente von  $\vec{J} = (J_r, J_\varphi, J_z)$  verschwindet. Weiterhin soll angenommen werden, dass der Tensor  $\kappa$  diagonal ist:

$$\kappa = \begin{pmatrix} \kappa_r & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_z \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Zur Lösung der Poissongleichung wird eine finite-differenzielle Form von Gleichung B.2 in einem rechteckigen, diskreten Rechengebiet der  $r - z$ -Ebene aufgestellt


 Abbildung B.1: Gitter in der  $r - z$ -Ebene.

(siehe Abbildung B.1). Jeder Knoten dieses Rasters ist das Zentrum eines kleinen Volumenelements  $\mathcal{V}$ , auf das Gleichung B.2 angewandt wird. Jedem dieser Knoten ist ein Indexpaar<sup>1</sup>  $(i,j)$  mit  $i \in \{1, \dots, N_r\}$  und  $j \in \{1, \dots, N_z\}$  und ein unbekanntes Potential  $\psi_{i,j}$  zugeordnet, das es nun für alle Knoten zu bestimmen gilt. Der Raum zwischen den benachbarten Knoten  $(i+1,j)$  und  $(i,j)$  habe die Leitfähigkeit  $\kappa_{r,i,j}$  und der Raum zwischen den Knoten  $(i,j+1)$  und  $(i,j)$  habe die Leitfähigkeit  $\kappa_{z,i,j}$ . Für anisotrope Materialien sind diese Werte unterschiedlich.

Es wird nun das in Abbildung B.2 dargestellte ringförmige Volumenelement des Knotens  $(i,j)$  mit der Höhe  $\Delta h_{i,j}$  betrachtet. Mit den angegebenen Definitionen für die Stromdichten und den zugehörigen Flächen, folgt aus Gleichung B.2:

$$A_r^+ J_r^{out} + A_z J_z^{out} - A_r^- J_r^{in} - A_z J_z^{in} = s_{i,j} \cdot V_{i,j} \quad (\text{B.6})$$

mit den geometrischen Abkürzungen

<sup>1</sup>Der Index  $i$  nummeriert die Knoten in  $r$ -Richtung, der Index  $j$  die in  $z$ -Richtung.

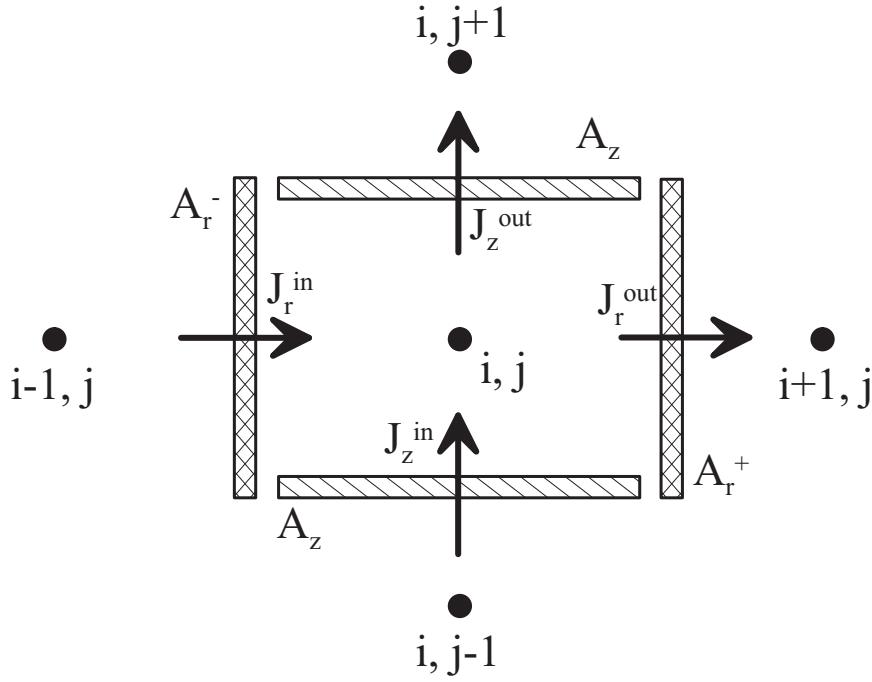


Abbildung B.2: Darstellung der Indizierungen an einem Volumenelement  $(i, j)$ .

$$\begin{aligned}
 A_z &= \pi \left( \frac{r_{i,j} + r_{i+1,j}}{2} \right)^2 - \pi \left( \frac{r_{i-1,j} + r_{i,j}}{2} \right)^2 \\
 A_r^+ &= 2\pi \left( \frac{r_{i,j} + r_{i+1,j}}{2} \right) \cdot \Delta h_{i,j} \\
 A_r^- &= 2\pi \left( \frac{r_{i-1,j} + r_{i,j}}{2} \right) \cdot \Delta h_{i,j} \\
 V_{i,j} &= A_z \cdot \Delta h_{i,j} \\
 \Delta h_{i,j} &= \frac{1}{2}(z_{i,j+1} - z_{i,j}) + \frac{1}{2}(z_{i,j} - z_{i,j-1})
 \end{aligned}$$

und den Abkürzungen für die einzelnen Stromdichten

$$\begin{aligned}
 J_r^{\text{out}} &= -\kappa_{r,i,j} \frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j}}{r_{i+1,j} - r_{i,j}} \\
 J_r^{\text{in}} &= -\kappa_{r,i-1,j} \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j}}{r_{i,j} - r_{i-1,j}} \\
 J_z^{\text{out}} &= -\kappa_{z,i,j} \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{z_{i,j+1} - z_{i,j}} \\
 J_z^{\text{in}} &= -\kappa_{z,i,j-1} \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i,j-1}}{z_{i,j} - z_{i,j-1}}
 \end{aligned}$$

(B.7)

Für den Fall, dass es sich bei dem Knoten  $(i,j)$  um einen Randknoten des Rechengebiets handelt, der in einer oder zwei Richtungen keine Nachbarknoten mehr besitzt, so müssen adequate Randbedingungen eingearbeitet werden. Hierfür bieten sich folgende Bedingungen an:

$$\begin{aligned} J_r^{in} \Big|_{i=1} &= 0 && \text{linker Rand} \\ J_r^{out} \Big|_{i=N_r} &= 0 && \text{rechter Rand} \\ \psi_{i,j} \Big|_{j=0} &= W_0 && \text{unterer Rand} \\ \psi_{i,j} \Big|_{j=N_z+1} &= W_1 && \text{oberer Rand} \end{aligned}$$

wobei  $W_0$  und  $W_1$  beliebige Konstanten darstellen (siehe Tabelle B).

Man kann nun alle Abkürzungen in Gleichung B.6 einsetzen und erhält eine Gleichung der Form:

$$-a_{i,j-1} \psi_{i,j-1} - a_{i-1,j} \psi_{i-1,j} + a_{i,j} \psi_{i,j} - a_{i+1,j} \psi_{i+1,j} - a_{i,j+1} \psi_{i,j+1} = b_{i,j} \quad (\text{B.8})$$

Eine weitere Vereinfachung der Schreibweise erhält man, wenn man anstelle der doppelten Indizierung  $(i,j)$  zu einer einfachen Indizierung  $k = i + (j - 1) \cdot N_r$  übergeht. Dadurch kann man alle Unbekannten  $\psi_{i,j}$  bzw.  $\psi_k$  und  $b_{i,j}$  bzw.  $b_k$  in den Spaltenvektoren  $\vec{\psi}$  und  $\vec{b}$  zusammenfassen. Alle Faktoren  $a_{i,j}$  lassen sich so in einer Matrix  $\mathbf{A}$  anordnen, dass man Gleichung B.6 in der Form:

$$\mathbf{A} \vec{\psi} = \vec{b} \quad (\text{B.9})$$

schreiben kann. Darin ist  $\mathbf{A}$  eine schwach besetzte Matrix mit normalerweise<sup>2</sup> lediglich fünf Elementen in einer Zeile:

$$\begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{2,1} & 0 & 0 & \cdots & a_{1,2} & \cdots & 0 & \cdots \\ a_{1,1} & a_{2,1} & a_{3,1} & 0 & \cdots & 0 & a_{2,2} & 0 & \cdots \\ 0 & a_{2,1} & a_{3,1} & a_{4,1} & \cdots & 0 & 0 & a_{3,2} & \cdots \\ 0 & \cdots & \ddots & \ddots & \ddots & \cdots & \cdots & \cdots & \ddots \\ 0 & \cdots & \cdots & \ddots & \ddots & \ddots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & a_{i,j-1} & \cdots & 0 & a_{i-1,j} & a_{i,j} & a_{i+1,j} & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \vdots \\ \psi_k \\ \vdots \\ \psi_{N_r N_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_k \\ \vdots \\ b_{N_r N_z} \end{pmatrix}$$

<sup>2</sup>Davon ausgenommen sind Knoten des Randgebiets.

Die gesuchte Lösung  $\vec{\psi}$  ergibt sich nun durch Bildung der Inversen  $\mathbf{A}^{-1}$  zu

$$\vec{\psi} = \mathbf{A}^{-1} \vec{b} \quad (\text{B.10})$$

Ausgehend von dem Lösungsvektor  $\vec{\psi}$  lässt sich nun mit Hilfe von Gleichung B.7 die Stromdichteverteilung  $\vec{J}(r, z)$  in dem ganzen Rechengebiet bestimmen. Damit sind alle Größen der Poissongleichung ermittelt.

# Anhang C

## Beam Propagation Method (BPM)

### C.1 Mathematische Herleitung der BPM [19, 20, 21, 23]

Aufgrund der zylindrischen Geometrie eines VCSELs soll die BPM in Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  angegeben werden. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen im Frequenzbereich für harmonische Zeitabhängigkeit  $E \propto \exp[+j\omega t]$

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{H} \quad \text{und} \quad \text{rot } \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} \quad (\text{C.1})$$

ergibt sich für die Differentialgleichung, welche die Wellenausbreitung in einem Medium mit Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  beschreibt:

$$\Delta\vec{E} - \text{grad div } \vec{E} + \omega^2\mu_0\varepsilon\vec{E} = 0 \quad . \quad (\text{C.2})$$

In einem Medium, wo sich die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon(x, y, z)$  nur sehr langsam ändert ist ( $\text{grad } \varepsilon$ ) und damit ( $\text{div } \vec{E}$ ) vernachlässigbar. Nimmt man weiterhin an, dass die Polarisation linear und stets senkrecht zur Ausbreitungsrichtung liegt<sup>1</sup>, so genügt die skalare Wellengleichung zur Beschreibung der Ausbreitung<sup>2</sup>

$$\Delta E(r, \varphi, z) + n^2(r, \varphi, z) k_0^2 E(r, \varphi, z) = 0 \quad (\text{C.3})$$

---

<sup>1</sup>Dies gilt näherungsweise dann, falls die Resonatorspiegel hochreflektierend sind und geringe Verluste im Resonator auftreten.

<sup>2</sup>Diese Gleichung gilt nur für  $(E \propto \exp[+j\omega t])$ . Setzt man  $(E \propto \exp[-j\omega t])$ , so gilt  $\Delta E - n^2 k_0^2 E = 0$ .

mit dem Laplace-Operator in Zylinderkoordinaten:

$$\Delta = \text{grad}^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad . \quad (\text{C.4})$$

Gesucht werden nur Lösungen von Wellen, die sich in positive  $z$ -Richtung ausbreiten. Des Weiteren setzt man voraus, dass es sich um eine rotationssymmetrische Struktur handelt und macht folglich auch für das Lösung der Wellengleichung einen rotationssymmetrischen Ansatz:

$$E(r, \varphi, z) = E_m(r, z) \cdot \begin{Bmatrix} \exp(jm\varphi) \\ \exp(-jm\varphi) \end{Bmatrix} \quad (\text{C.5})$$

mit  $m \in \mathbb{N}$ . Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im folgenden von der Linearkombination nur die obere, positive Exponentialfunktion verwendet. Anschließend macht man folgenden Ansatz:

$$E_m(r, z) = \tilde{E}_m(r, z) \exp(-j\beta_0 z) \quad (\text{C.6})$$

mit einer sogenannten Referenzausbreitungskonstanten  $\beta_0$ , die ähnlich groß, wie die zu erwartende Ausbreitungskonstante der Lösung sein sollte<sup>3</sup>. Damit hat man eine Trennung bezüglich der Veränderung der Phase in  $z$ -Richtung erreicht: der Term  $\exp(-j\beta_0 z)$  ist dreht sehr schnell die Phase mit größer werdendem  $z$ , während der übrig gebliebene Anteil  $\tilde{E}_m(r, z)$  bei geeigneter Wahl von  $\beta_0$  nur sehr langsam eine Phasendrehung in Abhängigkeit von  $z$  hervorruft. Setzt man nun die Gleichungen C.6, C.5 und C.4 in die skalare Wellengleichung C.3 ein, so ergibt sich:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_m}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_m}{\partial r^2} - \frac{m^2}{r^2} E_m + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \tilde{E}_m \exp(-j\beta_0 z) \right) + n^2 k_0^2 E_m = 0 \quad (\text{C.7})$$

mit

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \tilde{E}_m \exp(-j\beta_0 z) \right) = \left[ \frac{\partial^2 \tilde{E}_m}{\partial z^2} - j2\beta_0 \frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial z} - \beta_0^2 \tilde{E}_m \right] \cdot \exp(-j\beta_0 z) \quad . \quad (\text{C.8})$$

Nun wird ausgenutzt, dass man durch Gleichung C.6 den schnell drehenden Anteil von  $\tilde{E}_m$  separiert hat, so dass man die 2. Ableitung nach  $z$  von  $\tilde{E}_m$  vernachlässigen kann<sup>4</sup>. Eingesetzt in Gleichung C.7 erhält man schließlich

$$\frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial z} = \frac{1}{j2\beta_0} \underbrace{\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{m^2}{r^2} + n^2(r, z) k_0^2 - \beta_0^2 \right)}_{\mathcal{H}} \cdot \tilde{E}_m \quad (\text{C.9})$$

---

<sup>3</sup>Eine brauchbare Schätzung der Ausbreitungskonstante könnte  $\beta_0 = k_0 \bar{n}$  lauten, wobei  $\bar{n}$  der Mittelwert des Brechungsindexprofiles ist.

<sup>4</sup>Man bezeichnet im Englischen  $\tilde{E}_m$  auch als “slowly varying envelope“ und damit diesen Lösungsschritt auch kurz als „SVE“-Ansatz



Mit dem so definierten Operator  $\mathcal{H}$  kann man die Differentialgleichung C.9 formal schreiben als

$$\frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial z} = \frac{1}{j2\beta_0} \mathcal{H} \cdot \tilde{E}_m \quad (\text{C.10})$$

und deren Lösung mit

$$\tilde{E}_m(r, z_0 + \Delta z) = \exp\left(\frac{\mathcal{H}}{j2\beta_0} \Delta z\right) \cdot \tilde{E}_m(r, z_0) \quad (\text{C.11})$$

angeben. Die Schrittweite  $\Delta z$  muss lediglich so klein gewählt werden, dass  $n(r, z)$  im Bereich  $\Delta z$  als konstant angenommen werden kann. Gleichung C.11 gibt die Rechenvorschrift der BPM an, mit der man aus einer Feldverteilung  $\tilde{E}_m(r)$  an der Stelle  $z = z_0$  die Feldverteilung der sich vorwärts ausbreitenden elektromagnetischen Welle an der Stelle  $z = z_0 + \Delta z$  unter den gemachten Voraussetzungen und Annahmen bestimmen kann. Zusammen mit den Gleichungen C.5 und C.6 ist es daher möglich, die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem in azimuthaler Richtung rotationssymmetrischen, 3-dimensionalen Gebiet zu simulieren.

## C.2 Numerisches Verfahren zur Lösung der BPM

Um die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle mit Hilfe der BPM zu simulieren, wird eine Diskretisierung von Gleichung C.11 basierend auf der Finite-Differenzen Methode in einem rechteckigen Rechengebiet der  $(r, z)$ -Ebene durchgeführt. Dazu wird der Bereich von  $r = 0$  bis  $r = r_{max}$  in ein äquidistantes Gitter mit  $N_r$ -Knoten im Abstand  $\Delta r$  aufgeteilt. Die Berechnung von  $\tilde{E}_m$  erfolgt an den Knoten bei  $r = r_i$ , mit  $i = 1, \dots, N_r$ .

Zuvor wird die Exponentialfunktion durch eine endliche Taylorreihenentwicklung ersetzt [24]:

$$\exp\left(\frac{\mathcal{H}}{j2\beta_0} \Delta z\right) = \exp(j\gamma \mathbf{H}) = 1 + j\gamma \mathbf{H} + \frac{1}{2}(j\gamma \mathbf{H})^2 + \frac{1}{6}(j\gamma \mathbf{H})^3 + \dots \quad (\text{C.12})$$

mit  $\mathbf{H} = \mathcal{H} \Delta r^2$  und  $\gamma = -\Delta z/(2\beta_0 \Delta r^2)$  sowie  $\Delta r = r_{i+1} - r_i$ . Je nach gewünschter Genauigkeit, wird die Taylorreihenentwicklung früher oder später abgebrochen. Die folgenden Ausführungen sollen sich jedoch auf die ersten beiden Terme  $1 + j\gamma \mathbf{H}$  beschränken.

### C.2.1 Diskretisierung des Operators $\mathbf{H}$ in radialer Richtung

In dem Operator  $\mathcal{H}$  treten die erste ( $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ ) und die zweite ( $\frac{\partial^2}{\partial r^2}$ ) Ableitung nach  $r$  auf, die folgendermaßen an der Stelle  $r = r_i$  diskretisiert werden:

$$\left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \psi \right|_{r=r_i} = \frac{1}{r_i} \frac{\psi_{i+1} - \psi_{i-1}}{2 \Delta r} \quad (\text{C.13})$$

und

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi \right|_{r=r_i} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\psi_{i+\frac{1}{2}} - \psi_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta r} \right) = \frac{\psi_{i+1} - 2\psi_i + \psi_{i-1}}{(\Delta r)^2} \quad (\text{C.14})$$

$\psi$  ist dabei eine beliebige diskretisierte Funktion von  $r$  auf die der Operator angewandt wird. Damit erhält man für den vollständig diskretisierten Operator  $\mathbf{H}$  an der Stelle  $r = r_i$ :

$$\left. \mathbf{H} \psi \right|_{r=r_i} = a_{i,i-1} \psi_{i-1} + a_{i,i} \psi_i + a_{i,i+1} \psi_{i+1} \quad (\text{C.15})$$

mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned} a_{i,i-1} &= 1 - \frac{\Delta r}{2r_i} \\ a_{i,i} &= -2 + (\Delta r)^2 \cdot \left( -\frac{m^2}{r_i^2} + n^2(r_i, z) k_0^2 - \beta_0^2 \right) \\ a_{i,i+1} &= 1 - \frac{\Delta r}{2r_i} \end{aligned}$$

gültig für  $i = 2, \dots, N_r - 1$ . Zur Vereinfachung der Schreibweise kann man nun die unbekannten Werte  $\psi_i$  untereinander in einen Spaltenvektor  $\vec{\psi}$  und die soeben bestimmten Koeffizienten in eine quadratische Matrix<sup>5</sup>  $\mathbf{A}$  der Größe  $N_r$  schreiben. Dadurch lässt sich der diskrete Operator  $\mathbf{H}$  anwandte auf die Funktion  $\psi$  durch Multiplikation von  $\vec{\psi}$  mit der Matrix  $\mathbf{A}$  gemäß

$$\left. \mathbf{H} \psi \right|_{r=r_i} = \left[ \mathbf{A} \vec{\psi} \right]_i \quad (\text{C.16})$$

darstellen. Zur Ermittlung der Koeffizienten  $a_{1,1}$ ,  $a_{1,2}$  und  $a_{N_r, N_r-1}$ ,  $a_{N_r, N_r}$  benötigt man Zusatzinformationen über die Verhältnisse an den Rändern des Rechengebiets. Dies wird in den beiden folgenden Abschnitten diskutiert.

---

<sup>5</sup>In der Zeile  $i$  der Matrix stehen nur die drei Koeffizienten  $a_{i,i-1}$ ,  $a_{i,i}$ , und  $a_{i,i+1}$ . Alle anderen Matrixelemente sind null.

**Randbedingung bei  $r = 0$** 

Im Ursprung der  $(r, \varphi)$ -Ebene muss die Feldstärke  $\tilde{E}_m$  stetig sein. In Abhängigkeit von der die Periodizität in azimuthaler Richtung angegebenden Zahl  $m$  muss man daher zwei Fälle unterscheiden:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r} \right|_{r=0} &= 0 & \text{für } m = 0 \\ \tilde{E}_m(r, z) \Big|_{r=0} &= 0 & \text{für } m \neq 0 \end{aligned}$$

D.h., dass für  $m \neq 0$  die Feldstärke  $\tilde{E}_m$  bei  $r = 0$  gleich Null ist, während dieser Wert für  $m = 0$  unbekannt ist. Diese Information fließt in die Definition des Diskretisierungsgitters dadurch ein, dass man den ersten Gitterknoten an die Stelle  $r = r_1$  mit:

$$r_1 = \begin{cases} 0 & \text{für } m = 0 \\ \Delta r & \text{für } m \neq 0 \end{cases}$$

setzt. Dadurch lassen sich die einzelnen Terme des Operators am ersten Gitterknoten bestimmen mit<sup>6</sup>

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r} \Big|_{r=r_1} = \begin{cases} \left. \frac{\partial^2 \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r^2} \right|_{r=r_1} & \text{für } m = 0 \\ \frac{1}{r_1} \frac{\tilde{E}_m(r_2, z) - 0}{2 \Delta r} & \text{für } m \neq 0 \end{cases}$$

und<sup>7</sup>

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r^2} \Big|_{r=r_1} = \begin{cases} \frac{2\tilde{E}_m(r_2, z) - 2\tilde{E}_m(r_1, z)}{(\Delta r)^2} & \text{für } m = 0 \\ \frac{\tilde{E}_m(r_2, z) - 2\tilde{E}_m(r_1, z) + 0}{(\Delta r)^2} & \text{für } m \neq 0 \end{cases}$$

Damit ergeben sich für die fehlenden Koeffizienten

$$a_{1,1} = \begin{cases} -4 + (\Delta r)^2 \cdot (n^2(r_1, z) k_0^2 - \beta_0^2) & \text{für } m = 0 \\ -2 + (\Delta r)^2 \cdot \left( -\frac{m^2}{r_1^2} + n^2(r_1, z) k_0^2 - \beta_0^2 \right) & \text{für } m \neq 0 \end{cases}$$

und

$$a_{1,2} = \begin{cases} 4 & \text{für } m = 0 \\ 1 - \frac{\Delta r}{2r_1} & \text{für } m \neq 0 \end{cases}$$

Damit wurde die Bedingung für den linken Rand des Rechengebiets in die BPM eingearbeitet. Der rechte Rand wird im nächsten Abschnitt betrachtet.

<sup>6</sup>Nach der Regel von l'Hospital ist für  $m = 0$ :  $\lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r} = \frac{\partial^2 \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r^2}$

<sup>7</sup>Aus  $\left. \frac{\partial \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$  oder wegen Gleichung C.5 folgt für  $m = 0$ :  $\tilde{E}_m(-\Delta r, z) = \tilde{E}_m(\Delta r, z)$

### Transparente Randbedingung bei $r = r_{max}$

Zur Ermittlung der noch unbekannten Koeffizienten  $a_{N_r, N_r-1}$  und  $a_{N_r, N_r}$  muss der rechte Rand des Rechengebiets betrachtet werden. Damit dieser Rand keinen Einfluss auf die Wellenausbreitung innerhalb des Rechengebiets hat, muss es ermöglicht werden, dass Energie ungehindert das Rechengebiet verlassen kann. Würde man eine Randbedingung nach Neumann<sup>8</sup> oder Dirichlet<sup>9</sup> wählen, so wäre der Betrag des Reflexionskoeffizient eines solchen Randes gleich eins und die auf den Rand zulaufende Energie würde vollständig reflektiert. Damit käme es zu unerwünschten Interferenzen zwischen diesen Reflexionen und der Feldverteilung im Inneren des Rechengebiets. Um dies zu vermeiden, könnte eine absorbierende Schicht am äußeren Rand eingefügt werden, so dass es aufgrund der Dämpfung zu keiner Reflexion mehr kommt [20]. Eine Alternative dazu besteht darin, dass man die Randbedingung in jedem Iterationsschritt stets so anpasst, dass der Reflexionsfaktor null wird. Man spricht dann von „transparenten Randbedingungen“ [21], deren Berechnungsvorschrift im Folgenden angegeben werden soll.

Die Randbedingung lautet für  $r_{N_r} = r_{max}$ :

$$\tilde{E}_m(r_{N_r+1}, z_p) = \eta_p \cdot \tilde{E}_m(r_{N_r}, z_p) \quad (\text{C.17})$$

mit

$$\eta_p = \exp(j k_x^p \Delta r) \quad (\text{C.18})$$

$\eta_{p-1}$  und  $k_x^{p-1}$  seien aus dem vorherigen Iterationsschritt bei  $z = z_{p-1}$  bekannt. Des Weiteren wird eine Größe  $\alpha$  wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{\Delta z}{\Delta r} \frac{k_x^{p-1}}{\sqrt{[k_0 n(r_{N_r}, z_p)]^2 - [k_x^{p-1}]^2}} \quad (\text{C.19})$$

mit  $\Delta z = z_p - z_{p-1}$ . Die Berechnungsvorschrift für das neue  $k_x^p$  lautet dann

$$\hat{k}_x^p = \begin{cases} -\frac{j}{\Delta r} \ln \hat{\eta}_p & \text{mit } \hat{\eta}_p = \alpha \frac{\tilde{E}_m(r_{N_r}, z_{p-1})}{\tilde{E}_m(r_{N_r-1}, z_{p-1})} + (1 - \alpha) \eta_{p-1} \quad \text{für } |\alpha| < 1 \\ -\frac{j}{\Delta r} \ln \left( \frac{\tilde{E}_m(r_{N_r-q+1}, z_{p-1})}{\tilde{E}_m(r_{N_r-q}, z_{p-1})} \right) & \text{mit } q = \text{round}(|\alpha|) \quad \text{für } |\alpha| \geq 1 \end{cases}$$

und

$$k_x^p = \begin{cases} j \Im m\{\hat{k}_x^p\} & \text{für } \Im m\{\hat{k}_x^p\} < 0 \\ \hat{k}_x^p & \text{für } \Im m\{\hat{k}_x^p\} \geq 0 \end{cases}$$

---

<sup>8</sup>Randbedingung nach Neumann:  $\tilde{E}_m(r, z) = 0$

<sup>9</sup>Randbedingung nach Dirichlet:  $\frac{\partial \tilde{E}_m(r, z)}{\partial r} = 0$

Setzt man  $k_x^p$  in Gleichung C.18 ein so liefert Gleichung C.17 damit den benötigten Wert  $\tilde{E}_m(r_{N_r+1}, z_p)$ , um schließlich die fehlenden Matrixkoeffizienten zu berechnen:

$$\begin{aligned} a_{N_r, N_r-1} &= 1 - \frac{\Delta r}{2 r_{N_r}} \\ a_{N_r, N_r} &= -2 + (\Delta r)^2 \cdot \left( -\frac{m^2}{r_{N_r}^2} + n^2(r_{N_r}, z) k_0^2 - \beta_0^2 \right) + \eta_p \left( 1 + \frac{\Delta r}{2 r_{N_r}} \right) \end{aligned}$$

### C.2.2 Diskretisierung in Ausbreitungsrichtung

Zur Simulation der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle über eine Distanz  $L$  wird man diese Strecke zunächst in ausreichend viele Abschnitte der Länge  $\Delta z$  zerlegen. Die Feldstärkeverteilung wird nun mit Hilfe von Gleichung C.11 bzw. einer Näherung durch Gleichung C.12 iterativ nach jedem Abschnitt ermittelt. Bislang wurde nur die Diskretisierung des Operators  $\mathbf{H}$  in radialer Richtung betrachtet, unabhängig von der Position in  $z$ -Richtung. Betrachtet man allerdings Gleichung C.10 genauer, z.B. in der Form:

$$\left. \frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial z} \right|_{z=z_{p+\frac{1}{2}}} = \frac{\tilde{E}_m(r, z_{p+1}) - \tilde{E}_m(r, z_p)}{\Delta z} = j \frac{\gamma}{\Delta z} \mathbf{H} \Big|_{z=z_{p+\frac{1}{2}}} \cdot \tilde{E}_m(r, z_{p+\frac{1}{2}}) \quad (\text{C.20})$$

so stellt man fest, dass der Operator  $\mathbf{H}$  eigentlich an der Stelle  $z = z_{p+\frac{1}{2}}$  bestimmt werden müsste, was aber wiederum nicht möglich ist, da ja  $\tilde{E}_m(r, z)$  an diesen Positionen nicht vorliegt. Eine Lösung für dieses Problem stellt das sogenannte „Crank-Nicolson-Schema“ dar, das eine Mittelung an den Stellen  $z = z_p$  und  $z = z_{p+1}$  vorsieht, um so näherungsweise zu einem Wert an der Stelle  $z = z_{p+\frac{1}{2}}$  zu kommen. So lautet eine Mittelung für die erste Ableitung nach  $r$  z.B.:

$$\left. \frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial r} \right|_{\substack{r=r_i \\ z=z_{p+\frac{1}{2}}}} = \frac{1}{2} \left( \left. \frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial r} \right|_{\substack{r=r_i \\ z=z_p}} + \left. \frac{\partial \tilde{E}_m}{\partial r} \right|_{\substack{r=r_i \\ z=z_{p+1}}} \right) \quad (\text{C.21})$$

Analog können so die zweite Ableitung nach  $r$  und der Wert  $\tilde{E}_m(r, z_{p+\frac{1}{2}})$  selbst ermittelt werden, so dass man zusammenfassend für den Operator  $\mathbf{H}$  schreiben kann:

$$\mathbf{H} \Big|_{z=z_{p+\frac{1}{2}}} \cdot \tilde{E}_m(r, z_{p+\frac{1}{2}}) = \frac{1}{2} \left( \mathbf{H} \Big|_{z=z_p} \cdot \tilde{E}_m(r, z_p) + \mathbf{H} \Big|_{z=z_{p+1}} \cdot \tilde{E}_m(r, z_{p+1}) \right)$$

Eingesetzt in Gleichung C.20 führt dies zu

$$\tilde{E}_m(r, z_{p+1}) - \tilde{E}_m(r, z_p) = j \frac{\gamma}{2} \mathbf{H} \Big|_{z=z_p} \cdot \tilde{E}_m(r, z_p) + j \frac{\gamma}{2} \mathbf{H} \Big|_{z=z_{p+1}} \cdot \tilde{E}_m(r, z_{p+1})$$

bzw. in Matrixschreibweise

$$\underbrace{\left(\mathbf{I} - j \frac{\gamma}{2} \mathbf{A}\right)}_{\mathbf{T}_1} \cdot \vec{E}_m(r, z_{p+1}) = \underbrace{\left(\mathbf{I} + j \frac{\gamma}{2} \mathbf{A}\right)}_{\mathbf{T}_2} \cdot \vec{E}_m(r, z_p) \quad (\text{C.22})$$

wobei  $\mathbf{I}$  die Einheitsmatrix repräsentiert. Damit lässt sich die endgültige Berechnungsvorschrift der BPM wie folgt formulieren:

$$\boxed{\vec{E}_m(r, z_{p+1}) = (\mathbf{T}_1)^{-1} \cdot \mathbf{T}_2 \cdot \vec{E}_m(r, z_p)} \quad (\text{C.23})$$

## Anhang D

# Numerisches Verfahren zur Lösung der Diffusionsgleichung

Die Verstärkung der aktiven Zone hängt im Wesentlichen ab von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Ladungsträger beschrieben durch die Ladungsträgerdichte  $N$ . Innerhalb der aktiven Zone verlaufen mehrere Prozesse, wie Rekombination, Injektion und Diffusion von Ladungsträgern, parallel ab. Sie alle beeinflussen die Ladungsträgerdichte und damit die Verstärkung. Das Zusammenwirken der einzelnen Prozesse wird durch die Gesamtbilanz der Ladungsträgerkonzentration innerhalb der  $(r, \varphi)$ -Ebene beschrieben (die  $z$ -Richtung entfällt durch die Annahme  $\partial/\partial z = 0$ ). Zur Vereinfachung wird außerdem von Rotationssymmetrie der Form  $\partial/\partial \varphi = 0$  ausgegangen. Dadurch werden insbesondere Diffusionsprozesse in azimuthaler Richtung vernachlässigt. Für die sogenannte eindimensionale Diffusionsgleichung (oder auch Ladungsträgerbilanz) ergibt sich<sup>1</sup>

$$\frac{D}{r} \frac{\partial N(r)}{\partial r} + D \frac{\partial^2 N(r)}{\partial r^2} + \frac{J(r)}{q d} = \frac{N(r)}{\tau_{nr}} + B N^2(r) + C N^3(r) + g(r) \frac{\sigma_I |E_{QW}(r)|^2}{h \nu} \quad (\text{D.1})$$

Auf der linken Seite der Gleichung stehen die Prozesse, welche die Ladungsträgerdichte in einem Volumen  $dV$  an der Stelle  $r$  erhöhen, während die Prozesse auf der rechten Seite der Gleichung die Ladungsträgerdichte  $N$  mit der Zeit abbauen.

### Linearisierung

Gleichung D.1 stellt eine nichtlineare Differentialgleichung dar. Zu deren Lösung verwendet man ein iteratives Verfahren, bei dem während jeder Iteration  $p$  die Lösung

---

<sup>1</sup>Mit  $\partial/\partial \varphi = \partial/\partial z = 0$  und konstantem Diffusionskoeffizienten  $D$  ist  $\text{div } D \text{grad } N = \frac{D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial N}{\partial r} \right) = \frac{D}{r} \frac{\partial N}{\partial r} + D \frac{\partial^2 N}{\partial r^2}$

$N_p(r)$  einer linearisierten Form von Gleichung D.1 bestimmt wird [28]. Für die Iteration  $p$  ergibt sich diese linearisierte Diffusionsgleichung unter Verwendung der bereits ermittelten Lösungen des vorherigen Iterationsschritts, in dem man

$$\begin{aligned} N(r) &= N_p(r) \\ N^2(r) &= N_p(r) \cdot \hat{N}_{p-1}(r) \\ N^3(r) &= N_p(r) \cdot \hat{N}_{p-1}^2(r) \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

in Gleichung D.1 einsetzt. Dadurch erhält man eine Differentialgleichung der Form:

$$\frac{D}{r} \frac{\partial N_p(r)}{\partial r} + D \frac{\partial^2 N_p(r)}{\partial r^2} + \frac{J_{eff}(r)}{q d} = \frac{N_p(r)}{\tau_{p-1}} \quad (\text{D.3})$$

mit

$$\tau_{p-1} = \frac{1}{\tau_{nr}} + B \hat{N}_{p-1}(r) + C \hat{N}_{p-1}^2(r) \quad (\text{D.4})$$

und

$$\frac{J_{eff}(r)}{q d} = \frac{J(r)}{q d} - g(r) \frac{\sigma_I |E_{QW}(r)|^2}{h \nu} \quad (\text{D.5})$$

Diese Gleichung wird nun so lange gelöst, bis die Lösung konvergiert und sich die Lösung vor und nach einer Iteration beliebig wenig unterscheidet<sup>2</sup>. Aufgrund der starken Nichtlinearität muss jedoch eine sogenannte Unter-Relaxation in Form von

$$\hat{N}_p(r) = \alpha N_p(r) + (1 - \alpha) \hat{N}_{p-1}(r) \quad (\text{D.6})$$

nach jeder Iteration angewandt werden, um ein instabiles Verhalten durch Über- und Unterschwingungen zu vermeiden.

## Diskretisierung

Die Ladungsträgerkonzentration soll an den gleichen diskreten Stellen  $r = r_i$  berechnet werden, an denen auch mit Hilfe der BPM (siehe Anhang C) die Feldstärke  $E^{hin}(r_i)$  ermittelt wurde. Deshalb wird hier ein eindimensionales Gitter mit  $N_r$  Knoten ( $i = 1, \dots, N_r$ ) im Abstand  $\Delta r$  beginnend bei  $r = r_1 = 0$  verwendet. Nach dem Prinzip der Finiten Differenzen werden die Ableitungen aus Gleichung D.3 gemäß

$$\left. \frac{1}{r} \frac{\partial N_p(r)}{\partial r} \right|_{r=r_i} = \frac{1}{r_i} \frac{N_p(r_{i+1}) - N_p(r_{i-1}))}{2 \Delta r} \quad (\text{D.7})$$

---

<sup>2</sup>So kann nach Diskretisierung von  $N_p(r)$  ein Konvergenzkriterium als  $\|N_p(r_i) - \hat{N}_{p-1}(r_i)\| < \varepsilon$  definiert werden mit der Norm eines Vektors  $\|\cdot\|$  und einem beliebig kleinen Wert  $\varepsilon > 0$ .



und

$$\left. \frac{\partial^2 N_p(r)}{\partial r^2} \right|_{r=r_i} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{N_p(r_{i+\frac{1}{2}}) - N_p(r_{i-\frac{1}{2}})}{\Delta r} \right) = \frac{N_p(r_{i+1}) - 2N_p(r_i) + N_p(r_{i-1}))}{(\Delta r)^2} \quad (\text{D.8})$$

für  $2 \leq i \leq N_r - 1$  ausgedrückt. Schreibt man alle Werte  $N_p(r_i)$  untereinander in einen Spaltenvektor  $\vec{N}_p$  und genauso die Werte  $J_{eff}(r_i)$  in den Spaltenvektor  $\vec{J}_{eff}$  so kann man die Gleichung D.3 jeweils an allen Knoten  $r = r_i$  vereinfacht in Form einer Matrixschreibweise darstellen:

$$\mathbf{A} \vec{N}_p = -\frac{(\Delta r)^2}{D} \frac{\vec{J}_{eff}}{q d} \quad (\text{D.9})$$

mit den Matrixelementen

$$\begin{aligned} a_{i,i-1} &= 1 - \frac{\Delta r}{2r_i} \\ a_{i,i} &= -2 - \frac{(\Delta r)^2}{D \tau_{p-1}} \\ a_{i,i+1} &= 1 + \frac{\Delta r}{2r_i} \end{aligned}$$

gültig für  $i = 2, \dots, N_r - 1$ . Zur Ermittlung der Matrixelemente für  $i = 1$  und  $i = N_r$  benötigt man Randbedingungen. Diese werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

### Randbedingungen

Aufgrund der eingangs gemachten Voraussetzung  $\partial/\partial\varphi = 0$  muss bei  $r = 0$  gelten:

$$\left. \frac{\partial N_p(r)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \left. \frac{\partial N_p(r)}{\partial r} \right|_r = \left. \frac{\partial^2 N_p(r)}{\partial r^2} \right|_{r=0}. \quad (\text{D.10})$$

Außerdem würde für den nächsten Knoten<sup>3</sup> am linken Rand formal gelten  $N_p(r_0) = N_p(r_2)$  aufgrund der Symmetrie. Somit gilt für die fehlenden Matrixelemente:

$$\begin{aligned} a_{1,1} &= -4 - \frac{(\Delta r)^2}{D \tau_{p-1}} \\ a_{1,2} &= 4 \end{aligned}$$

Am rechten Rand des Rechengebiets bei  $r = r_{N_r}$  soll keine Diffusion mehr in lateraler Richtung stattfinden, so dass auch dort gilt:

$$\left. \frac{\partial N_p(r)}{\partial r} \right|_{r=r_{N_r}} = 0. \quad (\text{D.11})$$

---

<sup>3</sup>Dieser Knoten gehört natürlich nicht zum Rechengebiet.

Für den nächsten Knoten<sup>4</sup> am rechten Rand würde daher formal gelten  $N_p(r_{N_r+1}) = N_p(r_{N_r})$ . Somit gilt für die fehlenden Matrixelemente:

$$\begin{aligned} a_{N_r, N_r} &= -2 - \frac{(\Delta r)^2}{D \tau_{p-1}} \\ a_{N_r, N_r-1} &= 2 \end{aligned}$$

### Algorithmus

Man kann nun die vollständige Berechnungsvorschrift angeben, um die diskretisierte nichtlineare Diffusionsgleichung an den Knoten eines linearen Gitters zu lösen. Der entsprechende Algorithmus ist in folgender Tabelle zusammengefasst:

Tabelle D.1: Algorithmus zur Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung

0	Startwert für $\hat{N}_{p-1}(r_i)$ wählen, z.B. $\hat{N}_{p-1}(r_i) = N_{trans}$ <sup>5</sup>
Start der Iteration	
1	Bestimmung von $\tau_{p-1}(r_i)$ mit Hilfe von Gleichung D.4
2	Ermittlung von $\vec{N}_p(r_i)$ als Lösung des linearen Gleichungssystems D.9
3	Bestimmung von $\hat{N}_p(r_i)$ durch Verwendung von Unter-Relaxation aus Gleichung D.6
4	Überprüfung der Konvergenz. Gilt $\ \vec{N}_p(r_i) - \vec{N}_{p-1}(r_i)\  < \varepsilon$ ? Falls nicht, eine weitere Iterationen durchführen, mit dem neuen Startwert $\hat{N}_{p-1}(r_i) = \hat{N}_p(r_i)$ .

<sup>4</sup>Dieser Knoten gehört natürlich nicht zum Rechengebiet.

<sup>5</sup> $N_{trans}$  ist diejenige Ladungsträgerkonzentration, bei der die aktive Zone transparent ist und eine elektromagnetische Welle weder verstärkt noch dämpft.

## Anhang E

### Alternative Aufbautechnik

Zur Herstellung eines abstimmbaren VCSELS basierend auf dem Zwei-Chip-Konzept muss die Oberfläche des Membranchip durch Auflegen in direkten Kontakt mit der Oberfläche des aktiven Chip gebracht werden. Zusätzlich ist es erforderlich, den aktiven Chip mit einer Wärmesenke zu verbinden, um ein Aufheizen des aktiven Chips durch optische bzw. elektrische Verlustleistung zu minimieren. Als Konsequenz daraus müssen beide Chips in etwa die gleichen Abmessungen haben, um einen mechanisch stabilen Aufbau auf der Temperatursenke zu ermöglichen.

Die Miniaturisierung des Membranchips ist nur in einem begrenzten Maße möglich, ohne die Auslenkbarkeit der Membran und die mechanische Stabilität des Chips zu beeinträchtigen. In der vorliegenden Arbeit wurden Membranchips mit Abmessungen von  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  hergestellt. Eine Reduzierung des Membranchips auf eine Fläche von weniger als  $1,5\text{ mm} \times 1,5\text{ mm}$  scheint mit dem verfolgten Konzept als nicht praktikabel. Soll der aktive Chip nun direkt mit dem Membranchip verbunden werden, so ist also eine Abmessung in dieser Größenordnung erforderlich<sup>1</sup>. Zur Erhöhung der Anzahl der Bauelemente pro Wafer und damit zur Reduktion von Kosten wäre es jedoch wünschenswert, einen wesentlich kleineren aktiven Chip zu verwenden. Daher soll in diesem Abschnitt ein Verfahren vorgestellt werden, das es erlaubt, einen Zwei-Chip-VCSEL zu fertigen, bei dem der aktive Chip auf ca.  $500\text{ }\mu\text{m} \times 500\text{ }\mu\text{m}$  reduziert werden kann.

Das Prinzip besteht darin, die Oberfläche des kleineren aktiven Chips so zu vergrößern, dass der größere Membranchip problemlos aufgelegt werden kann (siehe Abbildung E.1). Dazu soll der aktive Chip in einen ca.  $350\text{ }\mu\text{m}$  dicken Silizium Chip

---

<sup>1</sup>Das Rastermaß für die Herstellung der elektrisch gepumpten VCSEL beträgt bereits  $500\text{ }\mu\text{m} \times 500\text{ }\mu\text{m}$ . Eine Vergrößerung der Chipfläche wurde daher durch Benutzung der benachbarten Chips auf dem Wafer als Auflagefläche realisiert.

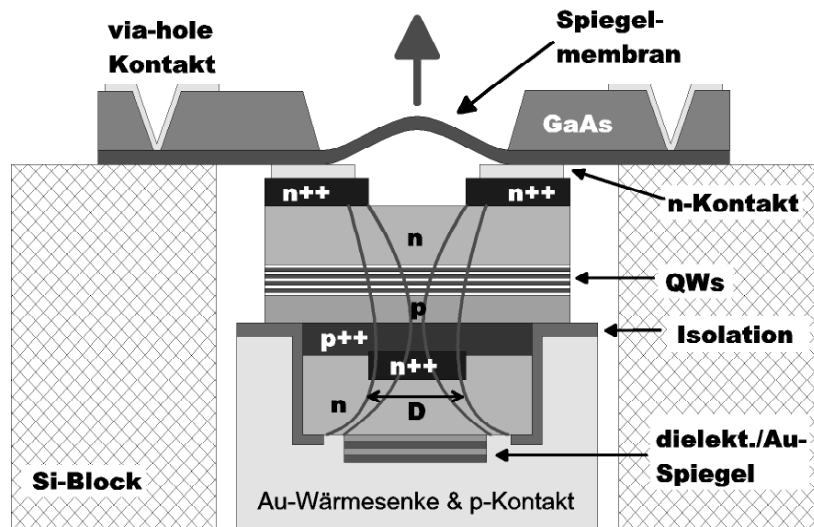


Abbildung E.1: Der elektrisch gepumpte aktive Chip wird so in den Silizium Chip eingelassen, dass ein Auflegen und Justieren des Membranchips problemlos ermöglicht wird. Außerdem bleibt die Rückseite des aktiven Chips frei zugänglich.

eingeklebt werden, in dem zuvor ein Loch entsprechender Größe gebohrt wurde<sup>2</sup>. Im Hinblick auf die spätere Justage des aktiven Chips zu dem Membranchip ist hierbei besonderes wichtig, dass die Oberflächen des Silizium Chips und des aktiven Chips sehr plan-parallel sind, um zusätzliche Kippfehler zu vermeiden. Des Weiteren sollte die Rückseite des aktiven Chips zu einem größeren Teil unbedeckt bleiben, damit später im elektrisch gepumpten Fall ein guter Kontakt zu dem elektrischen Anschluss und zu einer Wärmesenke hergestellt oder im optisch gepumpten Fall das aus der Rückseite emittierte Licht verwendet werden kann.

Damit die beiden Oberflächen möglichst exakt miteinander übereinstimmen, werden Silizium Chip und aktiver Chip während des Einklebens mit ihrer Vorderseite auf eine sehr ebene Glasplatte gedrückt (siehe Abbildung E.2). Dadurch ist sichergestellt, dass ihre Oberflächen, nach dem Aushärten des Klebstoffes, der am Rand des aktiven Chips aufgetragen wird, in einer Ebene liegen. Als Klebstoff wird lichthärtender Kleber verwendet, um zusätzliche thermische Einflüsse zu vermeiden. Es ist außerdem wichtig, dass der Kleber sich während des Aushärtens nur sehr wenig verzieht<sup>3</sup>.

Nach dem Aushärten des Klebers kann der verklebte Chip von der Glasplatte genom-

<sup>2</sup>Ein rechteckiges Loch kann sehr genau mit Hilfe einer Ultraschall-Bohrmaschine in dem Silizium Chip hergestellt werden.

<sup>3</sup>Volumenreduzierung < 1 %

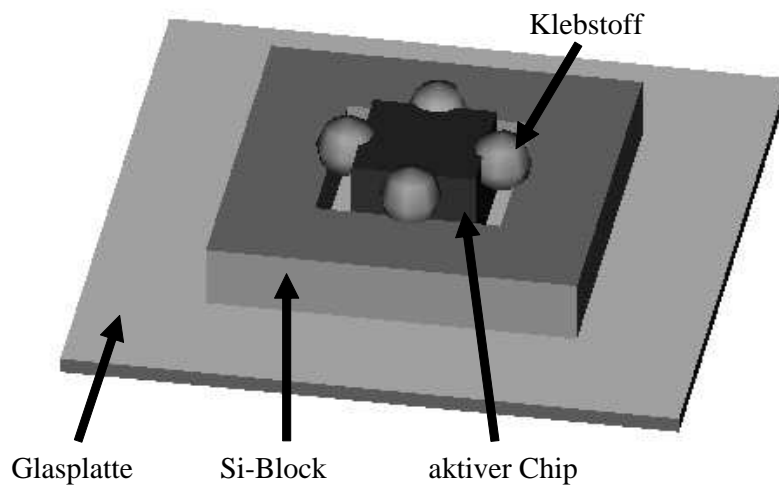


Abbildung E.2: Während des Verklebens werden beide Chips auf eine plane Oberfläche gepresst.

men werden und man kann die eigentliche Justage des Zwei-Chip-Konzepts durch Auflegen des Membranchips beginnen (siehe Abbildung E.3).

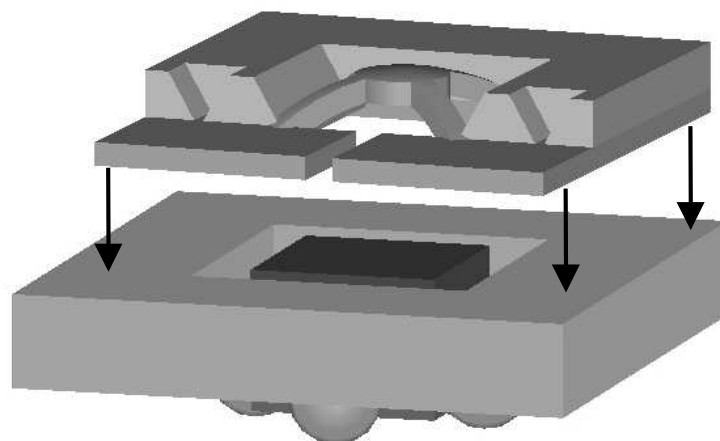


Abbildung E.3: Der Membranchip kann nun auf den verklebten aktiven Chip aufgelegt werden.

# Liste der wichtigsten Abkürzungen und Formelzeichen

## Abkürzungen

AFC	automatische Frequenzkontrolle (Automatic Frequency Control)
AM	Amplitudenmodulation
AR	Anti-Reflexion
ASE	Amplitude Spontaneous Emission
BTJ	vergrabener Tunnelkontakt (Buried Tunnel Junction)
C-Band	Conventional Band (1530 <i>nm</i> – 1565 <i>nm</i> )
CBE	Chemical Beam Epitaxy
CVD	Chemical Vapor Deposition
CW	continuous wave, Dauerstrichbetrieb
DBR	Distributed Bragg Reflector
DFB	Distributed FeedBack
DI	deionisiert ( $H_2O$ )
DWDM	Dense Wavelength Devision Multiplex
EDFA	Erbium-dotierter Faserverstärker (Erbium Doped Fiber Amplifier)
ECL	External Cavity Laser
FBG	Fiber-Bragg-Grating
FTTB	Glasfaseranschluß bis größeren Gebäude (Fiber to the Building)
FTTH	Glasfaseranschluß bis zum Haus (Fiber to the Home)
FP	Fabry-Perot
FSR	freier Spektralbereich, (Free Spectral Range)
GaAs	Gallium Arsenid
FWHM	3 <i>dB</i> Bandbreite, (Full Width at Half Maximum)
HL	Halbleiter
InGaAs	Indium Gallium Arsenid
InP	Indium Phosphit

Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LPN-CNRS	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures du Centre National de la Recherche Scientifique
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MEMS	Micro-Electro-Mechanical System
MMF	Multimodefaser (Multi Mode Fiber)
MOCVD	Metal-Organic Chemical Vapor Deposition
MOEMS	Micro-Opto-Electro-Mechanical System
MOVPE	Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy
MQW	Vielfachquantenfilm (Multi Quantum Well)
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
PVD	Physical Vapor Deposition
QW	Quantenfilm (Quantum Well)
RIE	Reactive Ion Etching
RTA	Rapid Thermal Annealing
$Si_3N_4$	Silizium Nitrid
$SiO_2$	Silizium Oxid
SMSR	Nebenmodenunterdrückung (Side Mode Suppression Ratio)
SNR	Signal-zu-Rausch Verhältnis (Signal-to-Noise Ratio)
SSMF	Standard Monomodefaser (Standard Single Mode Fiber)
SVE	Slowly Varying Envelop
TEM	Transversal Elektro-Magnetisch
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
VoIP	Internet-Telefonie (Voice over IP)
WDM	Wavelength Division Multiplex
WSI	Walter Schottky Institut der Technischen Universität München

### Formelzeichen

$\alpha$	Materialabsorptionskoeffizient
$c$	Vakuumlichtgeschwindigkeit, $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
$d$	Dicke der aktiven Zone
$D$	Diffusionskonstante der Ladungsträger
$e$	Elementarladung, $e = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
$E$	elektrische Feldstärke, Young'sche Elastizitätsmodul
$E_g$	Bandlücke

$\varepsilon$	Materialdehnung
$\varepsilon_0$	Vakuum-Dielektrizitätskonstante, $\varepsilon_0 = \frac{\mu_0}{c^2} \approx 8,8543 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
$\varepsilon_r$	Permittivitätszahl, Dielektrizitätszahl
$f$	Frequenz
$F$	Finesse
$g_0$	Gewinnkonstante
$g$	Gewinn
$g_{th}$	Schwellengewinn
$\Gamma_r$	relativer Füllfaktor
$\Gamma_z$	longitudinaler Füllfaktor
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum, $h = 6,626068 \cdot 10^{-34} m^2kg/s$
$H$	magnetische Feldstärke
$I$	elektrische Stromstärke, optische Intensität
$I_{th}$	Schwellstromstärke
$j$	$\sqrt{-1}$
$J$	Stromdichte
$J_{th}$	Schwellstromdichte
$k$	Ausbreitungskonstante einer Welle im Medium, $k = k_0 n$
$k_0$	Ausbreitungskonstante einer Welle im Vakuum
$\kappa$	elektrische oder thermische Leitfähigkeit
$l$	azimutale Modenzahl
$L$	Resonatorlänge
$\lambda_0$	Wellenlänge im Vakuum
$\lambda_e$	Eindringtiefe einer elektro-magnetischen Welle in ein Metall
$\lambda_{Res}$	Resonanzwellenlänge
$\Delta\lambda_{stop}$	Bandbreite des Spiegelstopbandes
$\mu_0$	Permeabilitätskonstante, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$
$n$	Brechungsindex
$n_{eff}$	effektiver Brechungsindex
$\Delta n_{rel}$	relativer Brechungsindexunterschied
$n_i$	Imaginärteil des Brechungsindex
$N$	Ladungsträgerkonzentration der aktiven Zone
$N_{trans}$	Ladungsträgerkonzentration der aktiven Zone bei Transparenz
$\nu$	Frequenz, Querkontraktionszahl (Poissonzahl)
$P$	optische Leistung
$q$	axiale Ordnungszahl eines Modes oder Elementarladung
$r$	komplexer Reflexionsfaktor des elektromagnetischen Feldes



$R$	Leistungsreflexionsfaktor, Reflektivität, $R =  r ^2$
$\rho$	Krümmungsradius der Spiegelmembran
$\sigma_0$	homogener Schichtstress
$\sigma_1/(d/2)$	Stressgradient innerhalb einer Schicht der Dicke $d$
$t$	Zeit, komplexer Transmissionsfaktor des elektromagnetischen Feldes
$T$	Leistungstransmissionsfaktor
$\tau$	1/e-Zeitkonstante
$U$	elektrische Spannung
$V$	Verlustfaktor
$w_0$	Strahltaillenradius eines Gaußstrahls
$\omega$	Kreisfrequenz, $\omega = 2 \pi \nu$
$z$	z-Koordinate
$\Delta z$	Membranauslenkung

# Literaturverzeichnis

- [1] SAP-Stiftungslehrstuhls für Entrepreneurship und Innovation der TU Dresden und Fraunhofer Insitut für System- und Innovationsforschung: "Technologische und ökonomische Langfristperspektiven der Telekommunikation," *Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi)*, September 2006
- [2] B. W. Wirtz, H. Burda, W. Raizner, "Deutschland online 4," *www.studie-deutschland-online.de*, Deutsche Telekom AG, T-Com, 2006
- [3] D. Chu and R. Potenza, "Optical networks promote tunable laser development," *Laser Focus World*, Vol. 37, No. 8, pp. 101-114, August 2001
- [4] E. Voges and K. Petermann: *Optische Kommunikationstechnik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2002.
- [5] M. Telford, "Widely Tunable Lasers Power-up for Narrow-Spaced DWDM," *Lightwave Europe*, pp. 24-25, May 2002
- [6] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. P. Koo, C. G. Askins, M. A. Putnam, and E. J. Friebele, "Fiber Grating Sensors," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, no. 8, pp. 1442-1463, August 1997
- [7] P. Werle, "A review of recent advances in semiconductor laser based gas monitors," *Spectrochem. Acta Part A*, Vol. 54, pp. 197-236, 1998
- [8] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP surface emitting injection lasers," *Jpn. Journal of Applied Physics*, Vol. 18, pp. 2329-2330, 1979
- [9] M.-C. Amann and J. Buus: *Tunable Laser Diodes*. Artech House, Norwood, MA, 1998.
- [10] W. Harth and H. Grothe: *Sende- und Empfangsdioden für die optische Nachrichtentechnik*. Teubner, Stuttgart, 1984.
- [11] N. Hodgson and H. Weber: *Optische Resonatoren*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992.
- [12] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonator," *Applied Optics*, pp. 1550-1566, 1966

- [13] A. G. Fox and T. Li, "Resonant Modes in Maser Interferometer," *Bell Systems Technical Journal*, Vol. 40, pp. 453-488, 1961
- [14] A. G. Fox and Tingye Li, "Modes in a maser interferometer with curved and tilted mirrors," *Proc. IEEE*, Vol. 51, pp. 80-89, Januar 1963
- [15] D. R. Hall and P. E. Jackson: *The Physics and Technology of Laser Resonators*, Adam Hilger, Bristol, U.K., 1989
- [16] M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford, U.K., 1975
- [17] E. Hecht: *Optik*, Addison Wesley, 1989
- [18] C. R. Pollock: *Fundamentals of optoelectronics*, School of Electrical Engineering, Corning University, Irwin, Chicago, 1989
- [19] J.-P. Zhang and K. Petermann, "Beam Propagation Model for Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Threshold Properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. 7, pp. 1529-1536, July 1994.
- [20] C. Vassallo and F. Collino, "Highly Efficient Absorbing Boundary Conditions for the Beam Propagation Method," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, No. 6, pp. 1570-1577, 1996.
- [21] G. R. Hadley, "Transparent Boundary condition for the beam propagation method," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, pp. 363-369, 2002.
- [22] H. K. Bissessur, F. Koyama, and K. Iga, "Modeling of Oxide-Confined Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE, J. of selected topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, No. 2, pp. 344-352, April 1997
- [23] H. K. Bissessur, F. Koyama, and K. Iga, "Modeling of Oxide-Confined Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE, J. of selected topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, No. 2, pp. 344-352, April 1997
- [24] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*. 24. Auflage Moskau, Leipzig: B. G. Teubner 1991.
- [25] G. P. Agrawal, N. K. Dutta: *Long Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.
- [26] G. P. Agrawal, N. K. Dutta: *Semiconductor Lasers*. Kluwer Academic Publishers, Boston, USA, 2000.
- [27] P. Meissner: *Skriptum Optische Nachrichtentechnik I*. Technische Universität Darmstadt 1999.
- [28] T. Weiland: *Skriptum Feldtheorie I*. Technische Universität Darmstadt 1999.

- [29] H. Hillmer, J. Daleiden, C. Prott, F. Römer, S. Irmer, V. Rangelov, A. Tarraf, S. Schüler, and M. Strassner, "Potential for Micromachined Actuation of Ultra-Wide Continuously Tunable Optoelectronic Devices," *Applied Physics B - Lasers and Optics*, Vol. 75, pp. 3–13, 2002.
- [30] A. Tarraf, J. Daleiden, S. Irmer, D. Prasai, and H. Hillmer, "Stress Investigation of PECVD Dielectric Layers for Advanced Optical MEMS," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Vol. 14, pp. 317–323, 2004.
- [31] C. F. R. Mateus, M. C. Y. Huang, Y. Deng, A. R. Neureuther, and C. J. Chang-Hasnain, "Ultrabroadband Mirror Using Low-Index Cladded Subwavelength Grating," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 2, pp. 518–520, Februar 2004.
- [32] C. F. R. Mateus, M. C. Y. Huang, L. Chen, C. J. Chang-Hasnain, and Y. Suzuki "Broad-Band Mirror ( $1,12 - 1,62 \mu m$ ) using a Subwavelength Grating," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 7, pp. 1676–1678, Juli 2004.
- [33] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface emitting semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, No. 9, pp. 1845–1854, 1988.
- [34] K. Moriki, H. Nakahara, K. Hattori, and K. Iga, "Single transverse mode condition of surface emitting injection lasers," *Trans. IEICE Japan*, Vol. J70-C, pp. 501–509, April 1987.
- [35] Y. Yee, M. Park, and K. Chun, "A Sticking Model of Suspended Polysilicon Microstructure including Residual Stress Gradient and Postrelease Temperature," *Journal of Micromechanical Systems*, Vol. 3, No. 3, pp. 339–344, 1999.
- [36] I. Sagnes, G. Le Roux, C. Mériadec, A. Mereuta, G. Saint-Girons and M. Bensoussan, "MOCVD InP/AlGaInAs distributed Bragg reflector for 1.55m VCSELs," *IEE, Electron. Lett.*, Vol. 37, pp. 500–501, 2001.
- [37] J.P. Debray, I. Sagnes, G. Le Roux, P. Legay, M. Quillec, C. Kazmierski, R. Madani, J.F. Palmier, "MOVPE growth of a monolithic VCSEL at 1.56 m in the InGaAlAs-InAlAs system lattice matched to InP," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, pp.770–772, 1999.
- [38] I. Watanabe, F. Koyama, and K. Iga, "GaInAsP/InP surface-emitting laser with dielectric multilayer reflector," *Journal of Applied Physics*, Vol. 26, pp. 1598–1599, 1987.
- [39] M. Ortsiefer, "Langwellige Vertikalresonator-Laserdioden im Materialsystem InGaAlAs/InP," *Dissertation*, Technische Universität München, 2001
- [40] Moseley et al., "20 periods mirror fabricated by MOCVD for possible use in quantum confined Stark effect modulator devices," *Electron. Lett*, Vol. 25, pp. 1717–1718, 1989

- [41] Y. Kohama, Y. Ohiso, K. Tateno, and T. Kurokawa, "0,85 $\mu$ m vertical cavity surface emitting laser diode array grown on p-type GaAs substrate," *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 9, No. 3, pp. 280–282, 1997.
- [42] P. Blixt, D. I. Babic, N. M. Margalit, K. Streubel, and J. E. Bower, "Multimode fiber transmission usin room temperature double-fused 1,54 $\mu$ m vertical cavity lasers," *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 8, No. 11, pp. 1564–1566, 1996.
- [43] H. Halbritter, "Entwicklung und Charakterisierung mikromechanisch abstimmbarer Komponenten für optische Kommunikationssysteme," *Dissertation*, Technische Universität Darmstadt, 2005
- [44] J. Pfeiffer, "Mikromechanisch abstimmbare optische Filter für Wellenlängen-Multiplex-Systeme besierend auf *InAlGaAs*-Verbindungshalbleitern," *Dissertation*, Technische Universität Darmstadt, 2002
- [45] M. Aziz, "Mikromechanisch abstimmbare WDM-Filter mit halbsymmetrischem Resonator und ihre Systemintegration," *Dissertation*, Technische Universität Darmstadt, 2003
- [46] J. Peerlings, "Mikromechanisch abstimmbare Zweichip-Fabry-Pérot-Filter und -Empfänger für Wellenlängenmultiplex-Systeme," *Dissertation*, Technische Universität Darmstadt, 2000
- [47] K.E. Petersen, Dynamic micromechanics on silico: techniques and devices, *IEEE Trans Electron Devices* ED-25 1978 , 124–150.
- [48] V. Kaajakari, "MEMS Tutorial: Pull-in voltage in electrostatic microactuators," *www.kaajakari.net*
- [49] A. Dehé, "Mikromechanisch strukturierte, thermoelektrische Sensoren aus III/V-Verbindungshalbleitern," *Dissertation*, Technische Universität Darmstadt Darmstadt, 1997
- [50] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Cambridge University Press, 1999.
- [51] K. D. Choquette, K. M. Geib, H. C. Chui, B. E. Hammons, H. Q. Hou, T. J. Drummond, and R. Hull, "Selectie oxidation of buried AlAsAs versus AlAs layers," *Applied Physics Letters*, Vol. 69, pp. 1385–1387, 1996.
- [52] M. Wolfarth, "Einsatz dielektrischer Materialien in Fabry-Pérot-Filtern für WDM-Systeme," *Studienarbeit St 1960*, Technische Universität Darmstadt, 2000
- [53] C. Lubert, "Herstellung und optische Charakterisierung halbsymmetrischer Mikroresonatoren," *Studienarbeit St 1972*, Technische Universität Darmstadt, 2000

- [54] V. Ichizli, persönliche Mitteilung, Technische Universität Darmstadt, 2002
- [55] O. Madelung, "Semiconductors, Group IV Elements and III-V Compounds" in *R. Poerschke, "Data in Science and Technology"*. Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [56] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices" John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [57] M. A. Herman, and H. Sitter, "*Molecular Beam Epitaxy, Fundamentals and Current Status*", Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1989.
- [58] G. B. Stringfellow, "Organometallic Vapor Phase Epitaxy: Theory and Practice," Academic Press, New York, 1989.
- [59] A. Tarraf, J. Daleiden, V. Rangelov, F. Römer, C. Prott, S. Irmer, E. Ataro, and H. Hillmer, "Novel low-cost and simple fabrication technology for tunable dielectric air-gap devices," *SPIE Photonics Fabrication Europe Conference*, Brugge, Belgium, Vol. 4945, pp. 9-20, October 2002.
- [60] D. Hess, "Plasma Enhanced CVD: Oxides, nitrides, transition metals and transition metal silicides," *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol. A2, No. 2, pp. 244, Juli 1984.
- [61] C. A. Davis, "A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment," *Thin Solid Films*, Vol. 226, pp. 30–34, 1993.
- [62] R. Etemadi, C. Godet, M. Kildemo, J. E. Boarée, R. Brenot, B. Drévilion, "Dual-mode radio frequency / microwave plasma deposition of amorphous silicon oxide thin films," *Journal of non crystalline solids*, Vol. 187, pp. 70–74, 1995.
- [63] T. Takagi, K. Takechi, Y. Nakagawa, Y. Watabe, S. Nishida, "High rate deposition of  $a - Si : H$  and  $a - SiN_x : H$  by VHF PECVD," *Vacuum*, Vol. 51, No. 4, pp. 751–755, 1998.
- [64] R. Markert: *Skriptum "Einführung in die Technische Mechanik"*, Technische Universität Darmstadt, 1994
- [65] E. Brommundt, G. Sachs: "*Technische Mechanik*". Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 2. Auflage, 1991
- [66] W. C. Young: "*Senturia Roark's Formulas for Stress and Strain*". McGraw-Hill, 6th edition.
- [67] D. L. Smith and A. S. Alimonda, "A New Flip-Chip Technology for High-Density Packaging," *IEEE, Proc. 46th Electronic Components and Technology Conference*, Orlando, Florida, Mai 1996.

- [68] D. L. Smith, "*Thin-Film Deposition: Principles and Practice*, McGraw-Hill, 1995.
- [69] G. Stoney, "The tensions of metallic films deposited by electroplating," *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A82, 1909.
- [70] F. Ericson, S. Greek, J. Söderkvist, J.-A. Schweitz, "High sensitivity surface micromachined structures for internal stress and stress gradient evaluation," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Vol. 7, pp. 30–36, 1997.
- [71] W. Fang and J. A. Wickert, "Determining mean and gradient residual stresses in thin films using micromachined cantilevers," *J. Micromech. Microeng.*, Vol. 6, pp. 301–309, 1996.
- [72] H. Guckel, T. Randazzo, and D. W. Burns, "A simple technique for the determination of mechanical strain in thin films with application to polysilicon," *J. Appl. Phys.*, Vol. 57, pp. 1671–1675, 1985.
- [73] W. H. Chu and M. Mehregany, "A study of residual stress distribution through the thickness of  $p^+$ -silicon films," *IEEE, Trans. on Electron. Devices.*, Vol. 40, pp. 1245–1250, 1993.
- [74] Grau, G.: *Optische Nachrichtentechnik*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1981.
- [75] Goward, J.: *Optical Communication Systems*. 2. Auflage London: Prentice-Hall 1984.
- [76] Snyder, A. W., Love, J. D.: *Optical Waveguide Theory*. London: Chapman and Hall 1983.
- [77] Pollock, C. R.: *Fundamentals of optoelectronics*. Chicago: Irwin 1995.
- [78] Unger, H. G.: *Optische Nachrichtentechnik, Teil 1: Optische Wellenleiter*. Heidelberg: Hüthig 1984.
- [79] D. Vakhshoori, P. Tayebati, C.-C. Lu, M. Azimi, P. Wang, J.-H. Zhou, and E. Canoglu, "2mW CW single-mode operation of a tunable 1550 nm vertical cavity surface emitting laser with 50 nm tuning range," *IEEE, Electronics Letters*, Vol. 35, pp. 900–901, 1999
- [80] P. Tayebati, P. Wang, D. Vakhshoori, L. Chih-Cheng, M. Azimi, R.N. Sacks, "Half-Symmetric Cavity Tunable Microelectromechanical VCSEL with Single Spatial Mode," *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 10, no. 12, pp. 1679–1681, Dec. 1998.
- [81] D. Vakhshoori, J.-H. Zhou, M. Jiang, M. Azimi, K. McCallion, C.-C. Lu, K.J. Knoop, J. Cai, P.D. Wang, P. Tayebati, H. Zhu, and P. Chen, "C-band Tunable 6mW Vertical Cavity Surface Emitting Lasers," *OFC 2000*, S.PD13.1-3, 2000

- [82] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, C.-A. Berseth, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, and E. Kapon, "1mW CW 38nm Tunable  $1.5\mu\text{m}$  VCSELs with Tuning Voltage below 4V," *Proc. 28th European Conference on Optical Communication (ECOC)*, Copenhagen, Denmark, pp. PD3.8, Sept. 2002.
- [83] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, S. Tadeoni, C.-A. Berseth, M. Achterhagen, J. Boucart, and E. Kapon, "1.55 –  $\mu\text{m}$  Optically Pumped Wafer-Fused Tunable VCSELs with 32-nm Tuning Range," *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 16, no. 9, pp. 1991–1993, Sept. 2004.
- [84] S. Calvez, D. Burns, and M. D. Dawson, "Optimization of an Optically Pumped 1.3 –  $\mu\text{m}$  GaInNAs Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser," *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 2, no. 14, pp. 131–133, Feb. 2002.
- [85] B. Kögel, M. Maute, H. Halbritter, S. Jatta, G. Böhm, M.-C. Amann, and P. Meissner, "High Single Mode Output Power from Long-Wavelength VCSELs using Curved Micro-Mirrors for Mode Control," *IEE Electronics Letters*, Vol. 41, No. 17, pp. 43–44, 2005.
- [86] D. Sun, W. Fan, P. Kner, J. Boucart, T. Kageyama, D. Zhang, R. Pathak, R.F. Nabiev, and W. Yuen, "Long Wavelength-Tunable VCSELs with Optimized MEMS Bridge Tuning Structure," *IEEE, Photon. Technol. Lett.*, Vol. 16, pp. 714–716, March 2004
- [87] C. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL," *IEEE, J. Select. Topics Quantum Electron.*, Vol. 6, pp. 978–987, Nov. 2000
- [88] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Boehm, F. Koehler, and M.-C. Amann, "Low-threshold index-guided 1.5m long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 76, pp. 2179–2181, 2000
- [89] E. C. Vail, G. S. Li, W. Yuen, C. J. Chang-Hasnain, *Electron. Lett.* **32**(32) (1996) 1888.
- [90] F. Sugihwo, M. C. Larson, J.S. Harris, *J. Microelectromech. Syst.* **7**(1) (1998) 48.
- [91] M. C. Larson, A. R. Massengale, J.S. Harris; *Electron. Lett.* **32**(4) (1996) 330.
- [92] C. J. Chang-Hasnain, *J. Select. Topics Quantum Electron.* **6**(12) (2000) 978.
- [93] M. Aziz, J. Pfeifer, M. Wohlfarth, C. Lubber, S. Wu, P. Meissner, *Photonics Technol. Lett.* **12**(11) (2000) 1522.
- [94] M. Aziz, J. Pfeifer, P. Meissner, *phys. stat. sol. (a)* **188**(3) (2001) 979.
- [95] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian, *Selected Topics in Quantum. Elect.* **5**(3) (1999) 561.



- [96] C. Symonds, G. Saint-Girons, I. Sagnes, A. Mereuta, J.-L. Oudar, *Proc 14th Indium Phosphide and Related Materials Conf.*, Stockholm, Sweden, (May 2002) 663.
- [97] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm, F. Köhler, M.-C. Amann, *Electron. Lett.* **36**(5) (2000) 437.
- [98] R. Shau, M. Ortsiefer, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, M.-C. Amann, *Electron. Lett.* **37**(21) (2001) 1295.
- [99] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouche, E. Derouin, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, J. Jacquet, *Photonics Technol. Lett.* **11**(6) (1999) 629.
- [100] J. Boucart, R. Pathak, D. Zhang, M. Beaudoin, P. Kner, D. Sun, R. J. Stone, R. F. Nabiev, and W. Yuen, "Long wavelength MEMS tunable VCSEL with *InP* – *InAlGaAs* bottom DBR," *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 15, pp. 1186–1188, 2003.
- [101] M. Ortsiefer, M. Fürfänger, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, C. Lauer, M. Maute, W. Hofmann, and M.-C. Amann, Singlemode  $1.55\,\mu\text{m}$  VCSELs with low threshold and high output power," *IEE, Electronics Letters*, Vol. 39, pp. 1731–1732, 2003
- [102] S. Riyopoulos and H. Unold, Continuously tunable long-wavelength MEMS-VCSEL with over 40-nm tuning range," *IEE, Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 1173, 2002
- [103] M. Ortsiefer, R. Shau, F. Mederer, R. Michalzik, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, C. Lauer, M. Maute, and M.-C. Amann, High-speed modulation up to 10 Gbit/s with  $1.55\,\mu\text{m}$  wavelength *InGaAlAs* VCSELs," *IEE, Electronics Letters*, Vol. 38, pp. 1180–1181, 2002
- [104] G. R. Hadley, K. L. Lear, M. E. Warren, K. D. Choquette, J. W. Scott, S. W. Corzine, *J. Quantum Electron.* **32**(4) (1996) 607.

# Eigene Publikationen

- [105] J. Pfeiffer, M. Aziz, F. Riemenschneider, M. Strassner, J. Peerlings, and P. Meissner, "MEMS based filter technologies for WDM systems," *MST News*, Vol. 3, pp. 16–17, Juni 2000.
- [106] F. Riemenschneider, J. Pfeiffer, H. Halbritter, M. Aziz, A. Mereuta, G. Saint-Girons, I. Sagnes, and P. Meissner, "Micromachined air-gap cavities for widely tunable  $1.55\mu\text{m}$  VCSELs," *Workshop on Optical MEMS and Integrated Optics*, Dortmund / Germany, Juni 2001.
- [107] P. Meissner, M. Aziz, H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Pfeiffer, and Th. Hermes, "Micromachined two-chip WDM filters with stable half-symmetric cavity and their system integration," *52rd Electronics Components and Technology Conference*, San Diego / USA, Mai 2002.
- [108] P. Meissner, M. Aziz, H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Pfeiffer, and Th. Hermes, "Micromachined two-chip filters for WDM transmission systems," *IEEE/LEOS Optical MEMS*, Lugano / Switzerland, pp. 167–168, August 2002.
- [109] F. Riemenschneider, H. Halbritter, I. Sagnes, and P. Meissner, "A two-chip concept of micro-electro-mechanically tunable long-wavelength VCSELs," *IEEE/LEOS Optical MEMS*, Lugano / Switzerland, pp. 95–96, August 2002.
- [110] F. Riemenschneider, H. Halbritter, G. Hess, J. Jaquet, A. Plais, J. Sigmund, and P. Meissner, "Electro-thermally tunable dielectric mirror membranes for optical filters and VCSELs," *28th European Conference on Optical Communication (ECOC 2002)*, Kopenhagen / Denmark, September 2002.
- [111] H. Halbritter, M. Aziz, F. Riemenschneider, and P. Meissner, "Electrothermally tunable two-chip optical filter with a very low-cost and simple concept," *IEE Electronics Letters*, Vol. 38, No. 20, pp. 1201–1202, September 2002.
- [112] F. Riemenschneider, M. Aziz, H. Halbritter, P. Meissner et I. Sagnes, "Nouveau concept de VCSELs accordables électro-thermiquement aux grandes longueurs d'ondes," *Journées Nationales de la Micro et de L'Optoélectronique (JNMO 2002)*, Saint-Aygulf / France, September/Oktobre 2002.

- [113] H. Halbritter, M. Aziz, F. Riemenschneider, and P. Meissner, "Micromachined two-chip, low-cost tunable filters for WDM," *SPIE Photonics Fabrication Europe Conference*, Brugge, Belgium, Vol. 4945, pp. 30–38, Oktober 2002.
- [114] F. Riemenschneider, M. Aziz, H. Halbritter, I. Sagnes, and P. Meissner, "Low-cost electrothermally tunable optical microcavities based on GaAs," *IEEE, Photonic Technology Letters*, Vol. 14, No. 11, pp. 1566–1568, November 2002.
- [115] M. Maute, M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm, and M.-C. Amann; F. Riemenschneider, H. Halbritter, and P. Meissner, "A new approach to micro-mechanically tunable long wavelength VCSELs," *Semiconductor and Integrated Optoelectronics Conference, (SIOE)*, Cardiff, Wales, April 2003
- [116] F. Riemenschneider, I. Sagnes, G. Böhm, H. Halbritter, M. Maute, C. Symonds, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Micro-electro-mechanically tunable two-chip vertical cavity surface emitting laser for long wavelengths," *53rd Electronics Components and Technology Conference (ECTC)*, New Orleans / USA, Mai 2003.
- [117] I. Sagnes, M. Strassner, S. Bouchoule, J.-L. Leclercq, P. Regreny, A. Bakou-boula, F. Riemenschneider, and P. Meissner "InP-based wavelength tunable vertical cavity surface emitting laser structures," *Comptes Rendus Physique*, Vol. 4, pp. 675–685, 2003.
- [118] F. Riemenschneider, I. Sagnes, G. Böhm, H. Halbritter, M. Maute, C. Symonds, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Micro-electro-mechanically tunable two-chip vertical cavity surface emitting laser for long wavelengths," *European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Munich / Germany, Juni 2003.
- [119] F. Riemenschneider, I. Sagnes, G. Böhm, H. Halbritter, M. Maute, C. Symonds, M.-C. Amann, and P. Meissner, "A new concept for tunable long wavelength VCSEL," *Optics Communications*, Vol. 222/1-6, pp. 341–350, Juli 2003.
- [120] R. Shau, H. Halbritter, F. Riemenschneider, M. Ortsiefer, J. Rosskopf, G. Böhm, M. Maute, P. Meissner, and M.-C. Amann, "Line width of InP-based 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELs with buried tunnel junction," *IEE Electronics Letters*, Vol. 39 (24), pp. 1728–1729, November 2003.
- [121] H. Halbritter, M. Aziz, F. Riemenschneider, A. Tarraf, M. Strassner, O.P. Daga, and P. Meissner, "Performance Evaluation of WDM Components based on Tunable Dielectric Membrane Technology," *IEE Circuits, Devices and Systems*, Vol 150 (6), pp. 501–505, Dezember 2003.
- [122] H. Halbritter, C. Dhanavantri, M. Strassner, A. Tarraf, M. Aziz, F. Riemenschneider, S. Syguda, B.R. Singh, and P. Meissner, "Tunable and wavelength

- selective PIN diodes," *SPIE Microelectronics, MEMS and Nanotechnology Conference*, Perth, Australia, Dezember 2003.
- [123] H. Halbritter, F. Riemenschneider, M. Strassner, A. Tarraf, I. Sagnes, and P. Meissner, "Properties of micromechanically tunable VCSEL," *SPIE Microelectronics, MEMS, and Nanotechnology Conference*, Perth, Australia, Dezember 2003.
  - [124] P. Meissner, H. Halbritter, and F. Riemenschneider, "Micromachined tunable filter, receiver, and VCSEL for the long wavelength region," *Physics of semiconductor devices, IWPSD*, pp. 870–875, Chennai, India, Dezember 2003.
  - [125] A. Tarraf, F. Riemenschneider, M. Strassner, J. Daleiden, S. Irmer, H. Halbritter, H. Hillmer, and P. Meissner, "Continuously Tunable 1.55- $\mu\text{m}$  VCSEL Implemented by Precisely Curved Dielectric Top DBR Involving Tailored Stress," *IEEE, Photonic Technology Letters*, Vol 16 (3), pp. 720–722, März 2004.
  - [126] H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Jacquet, J.-G. Provost, C. Symonds, I. Sagnes, and P. Meissner, "Chirp and linewidth enhancement factor of a tunable, optically pumped long wavelength VCSEL," *IEE, Electronics Letters*, Vol. 40, No. 4, pp. 242–241, Februar 2004.
  - [127] H. Halbritter, F. Riemenschneider, S. Syguda, C. Dhanavantri, M. Strassner, A. Tarraf, B.R. Singh, I. Sagnes and P. Meissner, "Tunable and wavelength selective pin photodiode," *IEEE, Electronics Letters*, Vol. 40, No. 6, pp. 388–390, März 2004.
  - [128] H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Jacquet, J.-G. Provost, I. Sagnes, and P. Meissner, "AM and RIN of a tunable, optically pumped 1.6 $\mu\text{m}$  VCSEL," *IEEE, Photonic Technology Letters*, Vol. 16, No. 3, pp. 723–725, März 2004.
  - [129] M. Maute, F. Riemenschneider, G. Boehm, H. Halbritter, M. Ortsiefer, P. Meissner, and M.-C. Amann, "Micro-Mechanically Tunable Long Wavelength VCSEL with a Buried Tunnel Junction," *IEE, Electron. Lett.*, Vol. 40, No. 7, pp. 430–431, April 2004
  - [130] M. Maute, F. Riemenschneider, M. Ortsiefer, R. Shau, P. Meissner, and M.-C. Amann, "A Novel 2-Chip-Concept for Micromechanically Tunable Long-Wavelength VCSELs for the 1.55 $\mu\text{m}$  Wavelength Range," *SPIE, Photonics Europe Conference*, Strasbourg, April 2004
  - [131] H. Halbritter, R. Shau, F. Riemenschneider, B. Kögel, M. Ortsiefer, J. Roskopf, G. Böhm, M. Maute, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Chirp and linewidth enhancement factor of a 1.55 $\mu\text{m}$  VCSEL with Buried Tunnel Junction," *IEE, Electronics Letters*, Vol. 40, No. 20, pp. 1266–1268, 2004.

- [132] H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Jacquet, J.-G. Provost, C. Symonds, I. Sagnes, and P. Meissner, "Chirp Characteristics of a tunable, optically pumped VCSEL," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, San Francisco, Mai 2004
- [133] F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, M. Ortsiefer, R. Shau, M.-C. Amann, and P. Meissner, "A new concept for micro-mechanically tunable long wavelength VCSELs," *Conference on Lasers and Electro-Optics, (CLEO)*, San Francisco, Mai 2004.
- [134] M. Maute, G. Boehm, F. Riemenschneider, H. Halbritter, P. Meissner, M.-C. Amann, "Micro-Mechanically and Widely Tunable Long-Wavelength VCSELs," *IEEE, International Semiconductor Laser Conference*, Matsue, Shimane, Japan, September 2004.
- [135] F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, G. Boehm, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Continuously tunable long-wavelength MEMS-VCSEL with over 40 nm tuning range," *IEEE, Photonic Technology Letters*, Vol. 16, No. 10, pp. 2212–2214, 2004.
- [136] H. Halbritter, F. Riemenschneider, B. Kögel, E. Feldmeier, and P. Meissner, "Optical channel switching algorithm for continuously tunable lasers," *IEEE, Electronics Letters*, Vol. 40, No. 24, pp. 1536–1538, November 2004.
- [137] H. Halbritter, C. Dhanavantri, F. Riemenschneider, B. Kögel, B. R. Singh, and P. Meissner, "1 Gbit/s Two-chip MEMS-tunable pin-photodiode for WDM," in *Proc. 7th Conference on Optoelectronics, Fiber Optics & Photonics (Photonics)*, Cochin, Indien, p. 345, Dezember 2004.
- [138] C. Dhanavantri, H. Halbritter, O. P. Daga, J. P. Pachauri, F. Riemenschneider, P. Meissner, and B. R. Singh, "Fabrication of pin diodes for WDM Tunable and Wavelength Selective Receivers," in *Proc. 7th Conference on Optoelectronics, Fiber Optics & Photonics (Photonics)*, Cochin, Indien, p. 340, Dezember 2004.
- [139] H. Halbritter, F. Riemenschneider, B. Kögel, A. Tarraf, M. Strassner, S. Irmer, H. Hillmer, I. Sagnes, and P. Meissner, "MEMS-Tunable and Wavelength Selective Receiver Front End," *IEEE, Conference on Micro-Electro-Mechanical-Systems, MEMS 2005*, Miami Beach, Florida, USA, pp. 68–71, Januar 2005.
- [140] M. Maute, G. Boehm, F. Riemenschneider, B. Kögel, P. Meissner, M. Ortsiefer, and M.-C. Amann, "Coupled Cavity Phenomena within MEMS-Tunable Long-Wavelength VCSELs," *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2005*, CThA4, pp. 1536–1538, Baltimore, USA, 2005.
- [141] H. Hillmer, A. Tarraf, F. Riemenschneider, H. Halbritter, S. Irmer, J. Daleiden, F. Romer, M. Strassner, and P. Meissner, "Wide continuously tunable 1.55  $\mu\text{m}$  vertical air-cavity wavelength selective elements for VCSELs and filters using

- micromachined actuation," *Proceedings of SPIE, OPTO-Ireland 2005*, Vol. 5825, pp. 14-2-8, Dublin, Ireland, April 2005.
- [142] B. Kögel, M. Maute, H. Halbritter, F. Riemenschneider, G. Böhm, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Long-Wavelength MEMS Tunable VCSEL with High Sidemode Suppression," *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Their Applications, MOEMS 2005*, Oulu, Finland, p. F2, August 2005.
- [143] P. Meissner, B. Kögel, F. Riemenschneider, H. Halbritter, S. Jatta, M. Maute, and M.-C. Amann, "Tunable Long-Wavelength VCSELs using a Movable Mirror Membrane," in *Proc. 18th IEEE International Meeting of the Lasers & Electro-Optics Society (LEOS)*, Sydney, Australien, Oktober 2005.

# Curriculum Vitae

## Persönliche Daten

Name: Frank Riemenschneider  
Geburtsdatum: 12. April 1974  
Geburtsort: Rotenburg an der Fulda  
Familienstand: verheiratet, 1 Kind

## Schulausbildung

1980–1993: *Jakob-Grimm-Schule* in Rotenburg an der Fulda  
Juli 1993: Allgemeine Hochschulreife (Abitur)

## Hochschulstudium

1993-1995: Grundstudium der Elektrotechnik an der  
*Technischen Universität Darmstadt (TUD)*  
1995-1997: Allgemeines Ingenieurstudium an der  
*Ecole Centrale de Lyon (ECL)*, Frankreich  
1998-1999: Hauptstudium, Studienrichtung  
Nachrichtentechnik an der *TUD*  
Okt. 1999: Diplom der Elektro- und Informationstechnik der *TUD*  
und Ingenieur-Diplom der *ECL*

## Praktika

1993: 3 Monate *Hoechst AG*, Bad Hersfeld  
1996: 3 Monate *Thomson TCS opto*, Massy (Paris), Frankreich  
1997/98: 9 Monate *Siemens Microelectronics*, San Jose, USA  
1999: 3 Monate *Siemens Advanced Transport Systems*, München  
Diplomarbeit

## Berufstätigkeiten

1999-2004: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
*Institut für Hochfrequenztechnik* der *TUD*  
seit Nov. 2004: Technologie-Ingenieur bei  
*Procter&Gamble*, Euskirchen